

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

Departamento de Electricidad y Electrónica



TESIS DOCTORAL

**Contribución al estudio de la modelización física y
realización de los diodos semiconductores**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR
PRESENTADA POR

Gerardo Pastor Dégano

Madrid, 2015

TP
1985
062

Gerardo Pastor Dégano



* 5 3 0 9 8 6 8 0 8 5 *
UNIVERSIDAD COMPLUTENSE

x - 53-031524-5

CONTRIBUCION AL ESTUDIO DE LA MODELIZACION FISICA
Y REALIZACION DE LOS DIODOS SEMICONDUCTORES

Departamento de Electricidad y Electrónica
Facultad de Ciencias Físicas
Universidad Complutense de Madrid

1985



Colección Tesis Doctorales. Nº 62/85

© Gerardo Pastor Dégano
Edita e imprime la Editorial de la Universidad
Complutense de Madrid. Servicio de Reprografía
Noviciado, 3 28015 Madrid
Madrid, 1985
Xerox 9400 X 721
Depósito Legal: M-27053-1985

**CONTRIBUCION AL ESTUDIO DE LA MODELIZACION
FISICA Y REALIZACION DE LOS DIODOS SEMICON-
DUCTORES**

Gerardo Pastor Dégano

MEMORIA PRESENTADA A LA FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS DE LA
UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID PARA OPTAR AL GRADO DE
DOCTOR EN CIENCIAS FISICAS.

Madrid, Mayo 1981

RECONOCIMIENTO

El presente trabajo ha sido realizado en el Instituto de Electrónica - de Comunicaciones, del C.S.I.C., cuyo Director Dr. D. Francisco Iglesias Garrido dió todo tipo de facilidades para su ejecución.

La tesis fue dirigida por:

Dr. D. Enrique Domínguez Ferrari

Actuando como ponente:

Dr. D. Antonio Hernández Cachero

Colaboraron en la parte experimental o teórica:

Dr. D. Emilio Lora-Tamayo

Ldo. Ing. D. José Anguita

Ldo. D^a Amelia Lora-Tamayo

D. José Sánchez García

D. Tirso Untoria Atienza

D. Ricardo Sanjurjo

El personal del taller y de reprografía del C.E.N.F.A.

A todos agradezco su inestimable aportación y esfuerzo.

I N D I C E

I. PROPOSITO Y DESARROLLO DE LA MEMORIA

I.1. Objetivo fundamental propuesto.

I.2. Contenido de la memoria.

II. EVOLUCION DE LA TEORIA DE LA UNION P - N.

II.1. Introduucción.

II.2. Teoría de Shockley de la unión p-n.

II.3. Modificaciones de la teoría ideal.

II.4. Críticas a la teoría establecida de la unión p-n.

II.5. Crítica de D.P. Kennedy.

II.6. Otras objeciones a la teoría modificada de Shockley.

III. TECNOLOGIA

III.1. Introduucción.

III.2. Tecnología planar.

III.3. Procesos.

III.3.1. Difusión.

III.3.2. Oxidación.

III.3.3. Limpieza.

III.3.4. Fotolitografía.

III.3.5. Diseño de Máscaras.

III.4. Proceso de realización de un diodo.

III.5. Técnicas experimentales: Características estáticas I-V en función de T.

III.5.1. Medidas a temperatura ambiente y altas temperaturas.

III.5.2. Célula de medidas a bajas temperaturas.

III.5.3. Caracterización por el sistema automático de medidas.

IV. DIFUSIONES.

IV.1. Introducción.

IV.2. Teoría de la difusión.

IV.3. Realización de la difusión.

IV.3.1. Fuentes dopantes.

IV.3.2. Hornos.

IV.4. Caracterización de la difusión.

IV.4.1. Medida de la concentración superficial.

IV.4.1.1. Medida de la resistividad superficial.

IV.4.1.2. Medida de la profundidad de difusión.

IV.4.2. Obtención del perfil de difusión.

IV.4.2.1. Oxidación Anódica.

IV.4.2.2. Medida de espesores con el TALISTEP.

IV.5. Resultados obtenidos.

IV.5.1. Concentraciones superficiales.

IV.5.2. Difusiones con Siodop B-430.

IV.5.3. Difusiones con plaquetas de NB.

IV.5.4. Difusiones con B_2O_3 .

IV.5.5. Difusiones con Cl_3B .

IV.5.6. Conclusiones.

V. TEORIA

V.1. Características corriente-voltaje cuando no se consideran efectos de altos campos.

V.1.1. Caso ideal.

V.1.2. Caso de existir generación-recombinación en zona de transición.

V.1.3. Corriente total del diodo bajo polarización directa.

V.2. Efecto de altos campos. Electrones calientes.

V.2.1. Introduucción.

V.2.2. Altos campos.

-v-

V.3. Características I-V bajo altos campos (existencia de electrones calientes).

V.4. Cálculo de la temperatura media.

V.4.1. Planteamiento general.

V.4.2. Cálculo simplificado.

V.4.2.1. Unión abrupta.

V.4.2.1.1. Temperatura media en función de la tensión aplicada para temperatura ambiente constante.

V.4.2.1.2. Temperatura media en función de la temperatura de la red para $V_a = C^{te}$.

V.4.2.2. Unión linealmente graduada.

VI. RESULTADOS.

VI.1. Introducción.

VI.2. Diodos utilizados.

VI.2.1. Diodos comerciales.

VI.2.2. Diodos de realización propia.

VI.2.2.1. Máscara.

VI.2.2.2. Oxidación.

VI.2.2.3. Fotograbado.

VI.2.2.4. Difusión.

VI.2.2.5. Metalización.

VI.3. Características I-V en régimen estático.

VI.4. Análisis de las características I-V según el modelo clásico.

VI.5. Análisis de las características I-V según el modelo propuesto.

VI.5.1. Estudio cualitativo.

VI.5.1.1. Análisis a temperatura ambiente.

VI.5.1.2. Análisis en temperatura.

VI.5.2. Estudio cuantitativo.

VI.5.2.1. $\bar{\theta} = \bar{\theta}(T_{red})$ para $V = C^{te}$.

VI.5.2.2. $\bar{\theta} = \bar{\theta}(V)$ para $T_{red} = C^{te} = T_{amb}$.

VIII. PRINCIPALES APORTACIONES Y CONCLUSIONES.

FE DE ERRATAS

Página	Línea ó referencia	Dice	Debe decir
VI	15	VIII	VII
8	23	desnidad	densidad
16	1	obedecen la teoria	obedecen a la teoria
18	22	son	es
19	14	ecuaciones	ecuaciones:
52	9	dá	da
63	2	barios	varios
101	ec.(5.25)	$\frac{qD_{p^{p_{no}}}}{L_n}$	$\frac{qD_{p^{p_{no}}}}{L_p}$
192	11 , 12 14	K6, A.6	K.G., A.G.
198	60 , 61	E.Lora-Tamayo y B.Blanchard Shnn-ichi	E.Lora-Tamayo, B.Blanchard Shunwichi Mackawa

I. PROPOSITO Y DESARROLLO DE LA SIGUIENTE MEMORIA.

I.1. OBJETIVO FUNDAMENTAL PROPUESTO.

El objetivo fundamental del trabajo es el de contribuir con nuevas aportaciones a la modelización física y realización de las uniones p-n en condiciones estáticas.

Se planteó la necesidad de una nueva modelización de dispositivos semiconductores en volumen, al observar las claras limitaciones que presentaba el modelo de Shockley modificado, que es el actualmente aceptado, al tratar de explicar las características estáticas I-V cuando varían con la temperatura. Por lo tanto, uno de nuestros principales objetivos ha sido el tratar de armonizar nuestro modelo con el comportamiento térmico de las características I-V. Para ello se observó que en el Si los campos existentes en la zona de transición eran muy altos (de 10^4 a 10^5 V/cm). Este valor del campo interno nos hizo considerar la existencia de electrones calientes debidos a dicho campo. Dada la importancia de este punto, uno de nuestros objetivos será introducir este concepto en el desarrollo de nuestra modelización de diodos semiconductores.

Una vez considerada la posible existencia de electrones calientes en la zona de transición, quedarán explicadas, utilizando solo el fenómeno de difusión en las zonas neutras, las características estáticas I-V para polarización directa de todos los diodos semiconductores (Silicio, Germanio, AsGa,...) tanto a temperatura ambiente como en su variación con

la temperatura, en contraste con el estudio habitual donde es necesario admitir, además de la difusión en las zonas neutras, la recombinación en la zona de transición y el estudio queda reducido, en todo caso, a temperatura ambiente. Se pretende conseguir pues la uniformización y generalización del estudio de las características estáticas I-V para polarización directa.

1.2. CONTENIDO DE LA MEMORIA.

La presente memoria comienza apuntando los objetivos fundamentales que se pretenden alcanzar y vendrá seguida del resumen de todo lo que en ella ha de tratarse a lo largo del presente trabajo.

En el siguiente capítulo se empieza haciendo una exposición de la teoría establecida por Shockley, así como de las diversas aportaciones posteriores para completar y mejorar su contenido. A continuación, sin embargo, veremos como son varios los autores que han observado fuertes inconsistencias en dicha teoría y expondremos por nuestra parte todos los fallos que hemos observado en ella y que, creemos, no han sido suficientemente resaltados. Nuestro primer objetivo será por tanto poner de manifiesto las limitaciones de la teoría de Shockley hoy universalmente aceptada, llegando a la conclusión de que es necesaria su revisión.

En el tercer capítulo se comienza haciendo una descripción de lo que es la tecnología planar, tecnología que vamos a utilizar para la realización de nuestros dispositivos. A continuación se describen los procesos

tecnológicos (difusión, oxidación, limpieza, fotolitografía, diseño de la máscara, etc.) que han de utilizarse a lo largo de la elaboración de nuestros dispositivos semiconductores. Se terminará exponiendo los métodos de medida para la caracterización eléctrica de los dispositivos - realizados teniendo en cuenta la posibilidad de caracterización en temperatura.

Dada la capital importancia que van a tener las difusiones en el proceso de fabricación, esta ha sido tratada aparte de todos los demás procesos tecnológicos en el capítulo cuarto. Después de una breve exposición de la teoría de la difusión, se pasa a describir el proceso de realización de las mismas y las medidas necesarias para su caracterización (resistividad superficial, profundidad de difusión, etc.). Va a terminarse el capítulo exponiendo los resultados obtenidos en las difusiones con diferentes fuentes dopantes y tratando de resaltar la consecución - de perfiles de dopado analíticamente conocidos, erfc en este caso, que posibilita el acceso a un modelo verdaderamente tecnológico.

Seguidamente, en el capítulo quinto, se expondrá la teoría. Una vez - vista la expresión que relaciona la corriente y tensión para un diodo - ideal, se verá la modificación a introducir en esta expresión si se tiene en cuenta la posible existencia de electrones calientes debido a altos campos en la zona de transición. Se tratará, por último, de calcular la temperatura media $\bar{\theta}$, concepto que será necesario introducir.

En el capítulo sexto se analizarán los resultados obtenidos. Después - de ver las dificultades habidas a lo largo de la realización de los dispositivos, se hará una enumeración de las series y diodos realizados. Seguidamente, se analizarán las características I-V en régimen estático para los diodos comerciales y de realización propia, tanto a temperatura ambiente como en su variación con la temperatura. Estos resultados experimentales se tratarán de explicar según la teoría de Shockley y según el modelo propuesto por nosotros, llegándose a que existe una mayor concordancia con nuestro modelo en la variación de las características I-V con la temperatura.

En el capítulo séptimo se terminará esta memoria dando una relación de las principales aportaciones y conclusiones a las que se ha llegado a lo largo del trabajo realizado.

II. EVOLUCION DE LA TEORIA DE LA UNION P-N.

II.1. INTRODUCCION.

Shockley desarrolló la teoría definitiva de la unión p-n en 1949 [1], pero ya antes, desde que se constató el comportamiento no óhmico de los contactos metal-semiconductor, habían proliferado los estudios sobre el tema siendo muchos los que coinciden en ciertos puntos de vista con algunas teorías modernas que tratan de revisar el modelo clásico. Casi todas las teorías, sin embargo, omiten el papel transcendental que van a jugar los portadores minoritarios en el proceso. Una excepción la constituye Davydov [2] que en 1938 ya apuntaba la gran importancia de los minoritarios y hablaba de conceptos tan importantes como vida media.

Veamos de forma rápida una relación de las aportaciones anteriores a Shockley. Tanto Wilson [3] como Nordheim [4] propusieron, de forma independiente, que la rectificación era debida a un efecto tunel. Hubo que desechar esta teoría porque daba una dirección de rectificación contraria a la real. Esaki [5] ha podido observar, sin embargo, que puede existir rectificación por efecto tunel en el caso de películas delgadas.

La posibilidad de barreras relativamente anchas entre la región n y la región p y el papel de las impurezas en la determinación de esta anchura fue algo que se reconoció desde muy pronto, como puede verse en los

trabajos de Mott [6] y Schottky y Spenke [7].

Exceptuando el trabajo de Davydov, el punto de vista general de la rectificación hasta 1949 era que los semiconductores tipo-n y tipo-p eran - "cajas" de gases de Maxwell-Boltzman de electrones y huecos con una barrera de potencial en la frontera p-n. La barrera de potencial obliga ba a que los dos gases se mantuvieran sin cruzar la frontera. La anchura de la barrera de potencial se determinaba a partir de la altura de la barrera y de la densidad de impurezas ionizadas. Al aplicar un voltaje, el trasvase de partículas entre ambas fases se haría más o menos difícil dependiendo de la dirección del voltaje aplicado [8]. Esta teoría conducía a unos resultados que estaban cualitativamente de - acuerdo con la teoría actual de la rectificación.

II.2. TEORIA DE SHOCKLEY DE LA UNION P-N.

Sin embargo, con el ya citado trabajo de Shockley [1] es con el que mejor se entiende la unión p-n y es con su teoría con la que, por primera vez, puede hacerse un análisis cuantitativo en términos de las propiedades semiconductoras básicas de las partes que componen la unión - [9].

El paso de los electrones del lado n al p implica:

- 1.- Remontar la barrera de potencial de la unión.
- 2.- Desaparecer en el lado p por recombinación (o desaparecer a través de una unión inversa en el caso de un transistor).

Además del proceso de remontar la barrera y recombinarse en la zona - neutra, está el proceso de generación de portadores minoritarios en la región de transición a ambos lados de la unión p-n de donde habían sido barridos por la barrera de potencial.

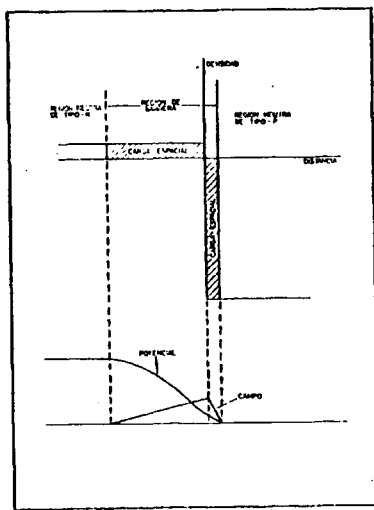


Fig.: 2.1. Modelo matemático de unión p-n según Shockley.

En la Fig. 2.1. puede verse el modelo matemático usado por Shockley [1] para representar la unión p-n. La unión y las zonas de semiconductor de tipo-n y tipo-p de longitud infinita, pueden dividirse en tres regiones separadas: 1) región neutra de tipo-n, 2) región neutra de tipo p y 3) región de barrera, que en la literatura científica recibe también los nombres de región de transición, región de carga espacial, re

gión de vaciamiento o región de deplexión, y que se extiende a ambos - lados del límite de la unión p-n. La hipótesis básica sobre la que se basa este modelo es que los portadores mayoritarios han sido barridos de la región de barrera y, por tanto, que existe una zona de carga espacial de donadores y aceptores ionizados. Sin embargo, dado que supone la neutralidad del total del material y las regiones 1 y 2 ya son neutras, también habrá de ser neutra la región 3 en su conjunto, lo que - obliga a que las cargas positivas por unidad de área de los donadores estén equilibradas con las cargas negativas por unidad de área de los aceptores. Así, la región de barrera se extenderá todo lo necesario a cada lado de la unión para conseguir la neutralidad de carga. Esta hipótesis es solamente válida, como apunta Shockley en [1], para uniones abruptas.

El cambio de las condiciones de equilibrio en la unión p-n es esencial para la rectificación. Así, el proceso de conducción, que implica el - remontar la barrera de potencial, se entiende mejor como una desviación de las condiciones de equilibrio térmico. En equilibrio térmico el - producto de las densidades de electrones y huecos es constante [1] e - independiente de la posición.

$$pn = n_i^2 \quad (2.1)$$

donde:

p = densidad de huecos.

n = densidad de electrones.

n_i = densidad intrínseca de portadores.

La densidad intrínseca de portadores es una característica del material semiconductor con una dependencia muy fuerte de la temperatura. - El valor de n_i es aproximadamente de 10^{10} en el Si a temperatura ambiente y se duplica cada 12°C . En el Germanio vale 10^{13} a temperatura ambiente y se duplica cada 8°C .

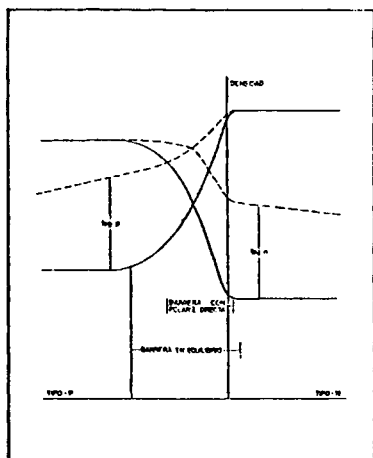


Fig.: 2.2. Densidad de portadores en la unión p-n (Trazo continuo para unión en equilibrio y discontinuo fuera de equilibrio).

En la región n la densidad de electrones a temperatura ambiente es - - aproximadamente igual a la de impurezas donadoras y en cuanto éstas - tienen un valor razonablemente grande, para que se conserve el producto pn , la densidad de huecos tiene que ser varios órdenes de magnitud inferior que la densidad de electrones. Por el mismo razonamiento en la región p la densidad de huecos es varios órdenes de magnitud mayor que la densidad de electrones. Las curvas continuas de la Fig. 2.2.

muestran la variación de las densidades de electrones y huecos en el caso de la unión en equilibrio. La suma de logaritmos de las densidades en el equilibrio es constante e independiente de la posición como se desprende de la ecuación (2.1).

Cuando se aplica una polarización a la unión, se rompe el equilibrio. El producto pn cambia en la región de barrera en un factor de Boltzman [1], y se convierte en:

$$pn = n_i^2 \exp (qV/KT) \quad (2.2)$$

donde:

V = voltaje aplicado (p positivo respecto a n).

q = carga del electrón.

K = constante de Boltzman.

T = temperatura absoluta.

Las curvas a trazos de la Fig.2.2 muestran las densidades de portadores fuera de equilibrio. El producto pn se mantiene constante a lo largo de la región de barrera y se aproxima al valor del equilibrio térmico a medida que penetramos cada vez más en las zonas neutras y se van recombinando los portadores.

El efecto de (2.2) es que cuando la densidad de portadores minoritarios "inyectados" es pequeña comparada con la densidad de portadores mayoritarios en equilibrio, la densidad de portadores mayoritarios a cada lado de la región de barrera permanece invariable. Sin embargo, la densidad de portadores minoritarios en la frontera de la región neutra y

11.

de barrera se incrementa en el factor $\exp (qV/KT)$. Luego el efecto de aplicar un voltaje es el de cambiar las densidades de portadores. La corriente a través de la unión viene determinada por la velocidad de desaparición (aparición) de los minoritarios en exceso (o defecto).

La velocidad de desaparición de los portadores minoritarios está gobernada por su difusión y recombinación en las regiones neutras. El problema de la determinación de la corriente de la unión se convierte en un problema de cálculo de las densidades y flujos de electrones y huecos en cada una de las dos regiones neutras cuyas condiciones límites en los extremos de la región de barrera los da la ecuación (2.2) y para $x \rightarrow \pm \infty$ la ecuación (2.1).

Las ecuaciones de transporte se simplifican considerablemente para el caso de densidades pequeñas (ecuaciones lineales) y regiones semiconductoras uniformes (sin campos internos). Para este caso simplificado la corriente resulta [1]:

$$I = I_s [\exp (qV/KT) - 1] \quad (2.3)$$

donde:

I = corriente de la unión (amp/cm^2).

V = voltaje de la unión (volts).

I_s = corriente de saturación = $q [(n_{po}/\tau_n) L_n + (p_{no}/\tau_p) L_p]$.

τ_n = vida media de los electrones en el semiconductor tipo-p.

τ_p = vida media de los electrones en el semiconductor tipo-n.

n_{po} = densidad de electrones de equilibrio en la parte p.

p_{no} = densidad de huecos de equilibrio en la parte n.

$L_p = \sqrt{D_p/\tau_p}$ = longitud de difusión de los huecos.

$L_n = \sqrt{D_n/\tau_n}$ = longitud de difusión de los electrones.

D_n = constante de difusión de los electrones.

D_p = constante de difusión de los huecos.

La ecuación (2.3) tiene que ser considerada como un caso ideal, ya que para su obtención se han hecho simplificaciones muy fuertes. Sin embargo, para un proceso electrónico simple, el resultado es muy satisfactorio. Para polarización directa ($V > 0$) mayor que unos pocos KT/q , la corriente crece exponencialmente con el voltaje. Para polarización inversa ($V < 0$), la corriente se satura para $I = -I_s$ que corresponde a la corriente de los portadores minoritarios generados y a una distancia de la unión inferior a L_n en el lado p y de L_p en el lado n.

En la Fig. 2.3 se representa en trazo continuo el rectificador ideal - representado en la ecuación (2.3).

II.3. MODIFICACIONES DE LA TEORIA IDEAL

La teoría de Shockley ha servido como base para muchas modificaciones y ampliaciones. En particular, vemos que en las características I-V - el margen de corriente y voltaje para el que las uniones satisfacen - (2.3) está limitado en el caso del Germanio al de los bajos niveles de polarización y en el del Silicio no llega a cumplirse a temperatura ambiente. Basándose en las propiedades semiconductoras de las dos regiones neutras y en la teoría simple dada por (2.3), la corriente inversa es siempre mayor que el valor dado por I_s y la corriente directa nece-

sita un mayor voltaje que el predicho. Esta variación se muestra en la Fig. 2.3 donde el voltaje se representa en escala lineal y la corriente en escala logarítmica. La pendiente de la característica ideal es KT/q por e (base de logaritmos neperianos) de corriente ó $2.3 KT/q$ por década de corriente.

Se tratarán de explicar las variaciones del caso ideal con modificaciones sucesivas de la teoría simple. Es conveniente dividir la característica I-V del diodo en cuatro regiones distintas para el análisis que nos proponemos. Estas son: 1) fuerte polarización inversa, 2) débil y media polarización inversa, 3) débil polarización directa y 4) fuerte polarización directa. No hay unos límites muy claros entre ellas, pero se pueden hacer distinciones generales.

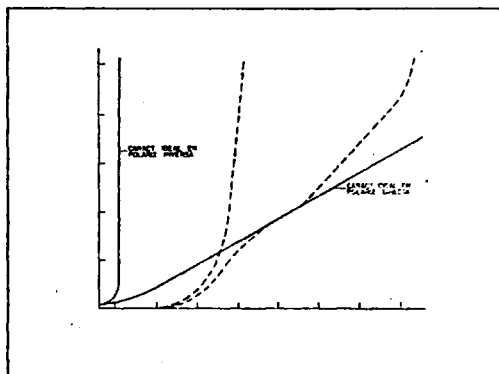


Fig.: 2.3. Representación remilogarítmica de I-V en una unión p-n para polarización directa e inversa. (Trazo continuo: caso ideal. Trazo discontinuo: caso real).

El problema de la fuerte polarización inversa es el del mecanismo de - la ruptura inversa. En 1953 McKay y McAfee [11] pusieron de manifiesto que el mecanismo de ruptura era un mecanismo de avalancha muy paralelo al mecanismo de descarga gaseosa de Townsend (veanse también las referencias [12] y [13]). En el proceso de avalancha los electrones y huecos adquieren suficiente energía del campo aplicado para producir - pares electrón-huecos por ionización. Los electrones y huecos así - - creados vuelven a su vez a producir nuevas ionizaciones. Para uniones muy estrechas el mecanismo es diferente, pues el campo en este caso es muy fuerte y pueden pasar los electrones de la banda de valencia a la banda de conducción a través de la banda prohibida (mecanismo Zener) - [14].

En polarización inversa media, en la que ya es despreciable el mecanismo de ruptura, la medida de la corriente en los diodos existentes es - siempre muy superior al de I_g dado por (2.3) (del orden de 10^3 veces mayor como puede verse en la Fig. 2.3). Esta anomalía suele explicarse como el resultado de fugas superficiales, capas de inversión o defectos estructurales en la unión [15], [16]. Las fugas superficiales, así como las capas de inversión, pueden eliminarse por medio de tratamientos apropiados en la superficie, mientras que los defectos estructurales pueden eliminarse haciendo la unión tan delgada que hay una - probabilidad estadística de que todos los defectos han sido eliminados. Después de haber tomado todas estas precauciones en el Silicio a la temperatura ambiente y en el Germanio a bajas temperaturas la corriente - inversa de saturación sigue siendo mayor que I_g . Esta corriente extra por encima de la teoría simple se atribuye a la generación de carga en la región de barrera [10], [17], [18], [19]. La velocidad de genera-

ción de portadores por medio de los centros de generación-recombinación [20] en la región de barrera, donde han desaparecido casi todos los portadores móviles, es aproximadamente:

$$G_{\text{barrera}} = n_i / \tau \quad (2.4)$$

Y la velocidad de generación en la región neutra es:

$$G_{\text{neutra}} = n_{\text{mín}} / \tau \quad (2.5)$$

donde $n_{\text{mín}}$ es la densidad de equilibrio de los portadores minoritarios y τ = vida media.

Dado que la densidad de portadores minoritarios en equilibrio es mucho menor que la densidad intrínseca, la velocidad de la generación en la región de barrera será mucho mayor que en el material neutro. Por otra parte, la corriente de saturación dada por (2.3) varía con el cuadrado de la densidad de portadores intrínsecos y la generación de corriente de (2.4) varía con la primera potencia de la densidad de portadores intrínseca. Como consecuencia, la corriente de generación es dominante cuando la densidad de portadores intrínseca es pequeña, como ocurre para el Silicio a temperatura ambiente o para el Germanio a bajas temperaturas. La corriente inversa de generación en la carga espacial es proporcional al volumen en el que tiene lugar la generación y por lo tanto es proporcional a la anchura de la barrera. La anchura de la barrera generalmente se incrementa con el potencial inverso aplicado y, por lo tanto, no llega a haber saturación en el caso de que domine la corriente de generación en la región de carga espacial. Así, en el Germanio a temperatura ambiente, donde la densidad de portadores intrínseca es suficientemente grande como para que domine la corriente

de saturación inversa de (2.3), las uniones p-n obedecen la teoría simple.

Si el término de generación de la región de barrera es dominante para pequeña polarización inversa, también será dominante el mecanismo de conducción de (1.3) para pequeña polarización directa [10]. Como resultado habrá más corriente para un pequeño voltaje aplicado que el predicho por (2.3). Esta corriente, según se ve en [10], tendrá una pendiente semilogarítmica mayor que KT/q para polarizaciones de varias KT/q y así se explican las diferencias de las uniones p-n de Silicio con respecto a la teoría simple para pequeñas polarizaciones (Fig. 2.3).

Cuando se incrementa la polarización directa, la corriente de difusión dentro de la región neutra aumenta más rápidamente que la corriente de recombinación en la región de barrera, hasta que la difusión y recombinación en la región neutra termina convirtiéndose en el mecanismo más importante. En este punto deberíamos esperar resultados coincidentes con (2.3) y con pendientes de KT/q y, de hecho, en una pequeña región de las características I-V se observa una tendencia hacia el comportamiento como $\exp(qV/KT)$ en los diodos rectificadores de Silicio [19].

Para fuertes polarizaciones directas es tan alto el número de portadores minoritarios inyectados a través de la unión que la densidad de portadores minoritarios llega a ser de la misma magnitud que la de los portadores mayoritarios y (2.3) tiene que ser modificada. En este caso, llamado de alta inyección, aunque se pueda seguir preservando la neutralidad fuera de la región de barrera, habrá que considerar un campo en esta zona de neutralidad de carga. Ahora los portadores mayoritarios

se mueven hacia la unión para neutralizar a los portadores minoritarios, por lo que se crea un gradiente de mayoritarios. La Fig. 2.4 muestra la casi igualdad de portadores mayoritarios y minoritarios bajo condiciones de alta inyección. En este caso, el tipo-p está más fuertemente dopado que el tipo-n, por lo que la modulación ocurre esencialmente solo en el lado n. El gradiente de electrones produce una corriente de difusión de electrones. Sin embargo, el pequeño desequilibrio de carga da lugar a un campo que es suficientemente fuerte para producir una corriente de arrastre igual y opuesta. Es difícil realizar un análisis exacto del problema ya que las ecuaciones de transporte para los portadores se hacen no lineales [21], [22]. La corriente de arrastre de los portadores minoritarios resultante es de la misma dirección que la corriente de difusión de portadores minoritarios y por lo tanto in-

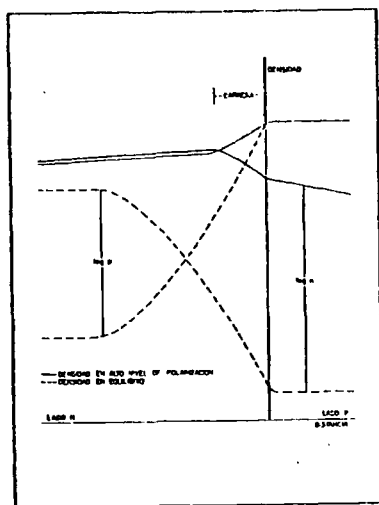


Fig.: 2.4. Densidad de portadores en la unión p-n⁺ (Trazo continuo: alto nivel de inyección. Trazo discontinuo: caso ideal).

crementa la corriente de dichos portadores.

Las curvas continuas en la Fig. 2.4 representan las densidades de portadores bajo condiciones de alto nivel de inyección en el lado n. El producto p_n es constante, como lo era antes, a lo largo de la región de barrera. Sin embargo, la densidad de portadores mayoritarios (electrones) en el borde de la barrera en el lado n se ha incrementado varias veces con respecto al número de equilibrio (modulación de la conductividad). Como puede verse en [10], puede aplicarse la ecuación (1.2) para obtener el producto p_n en la barrera, siempre que V se tome como el voltaje que cae en la barrera y en la zona neutra.

La casi igualdad de los portadores mayoritarios y minoritarios bajo condiciones de alta inyección conduce a un valor de $\exp(qV/2KT)$ del incremento de portadores minoritarios [10]. Por lo tanto, a altos niveles, el incremento de los portadores minoritarios es más lento que en bajo nivel y da menos corriente que (2.3).

Complica más el análisis el hecho de que la vida media de los portadores sea función de la densidad de portadores. Sin embargo, se ha resuelto el problema para muchos casos especiales y se ha conseguido dar una explicación cuantitativa de este problema [23], [24], [25].

II.4. CRITICAS A LA TEORIA ESTABLECIDA DE LA UNION P-N.

La teoría de Shockley de la unión p-n, completada con las aportaciones señaladas a lo largo de II.3, son la base de toda la teoría sobre la fi

sica de los semiconductores. Sin embargo, últimamente son cada vez - más las voces que se levantan para poner de manifiesto las inconsisten- cias que se detectan en ella. Estas voces no han conseguido, por el - momento, dar una alternativa válida a esta teoría, pero sí el reforzar nuestra idea de que se mire a la teoría de Shockley no como una verdad absoluta, sino como algo que revisar.

Como ya apuntábamos, los intentos que se han hecho para cambiar los su- puestos de Shockley no han tenido gran fortuna. Este es el caso de los trabajos de Sparwes [26], Meleby [27] y Góral [28] y [29]. Veamos, sin embargo, el trabajo de D.P. Kennedy [30] que pone claramente de mani- fiesto algunas insuficiencias de la teoría clásica sin pretender dar - otra alternativa.

II.5. CRITICA DE D.P. KENNEDY

Kennedy parte de las ecuaciones

$$\Delta\psi = -\rho/\epsilon\epsilon_0 \quad (2.6)$$

$$\rho = p - n + N_D^+ - N_A^- \quad (2.7)$$

donde:

ψ = potencial electrostático (V).

ρ = densidad de carga en la región de barrera (cargas/cm³).

ϵ = constante dielectrica relativa.

ϵ_0 = constante dielectrica en el vacio.

p = densidad de huecos.

n = densidad de electrones.

N_D^+ = densidad de iones donadores.

N_A^- = densidad de iones aceptores.

que son las que establecen de forma rigurosa el campo y el potencial.

Un análisis riguroso del potencial y el campo en el punto de la unión metalúrgica (ψ_0 y $E(\psi_0)$) en el caso de la unión abrupta, lleva a la conclusión de que solo cuando $N_A = N_D$ es correcta la suposición de que la zona de vaciamiento esté realmente vacía, tal y como puede verse en el citado artículo de D.P. Kennedy [30]. Desde un punto de vista ingenieril, puede suponerse que sigue siendo válido para $1 \leq N_A/N_D \leq 10$. Sin embargo, para uniones abruptas más asimétricas la suposición de vaciamiento en la región de barrera no puede mantenerse. Es más, para el caso de fuerte asimetría se ve que el campo eléctrico y el potencial en el punto de la unión metalúrgica no varían al aumentar el potencial inverso aplicado, permaneciendo constantes en el margen $0 \leq V_{ap} \leq 10^4$ V. Esto implica que la carga espacial permanece constante y por lo tanto también permanece constante la anchura de la región de barrera. Pero un resultado así sería absolutamente contradictorio con toda la teoría elaborada hasta ahora y tiraría por tierra, entre otras cosas, todo el entramado levantado alrededor de las características capacidad-voltaje en inversa. Esto es más que suficiente para poner de manifiesto las - ya varias veces citadas inconsistencias del modelo hasta ahora admitido.

II.6. OTRAS OBJECIONES A LA TEORIA MODIFICADA DE SHOCKLEY.

Todos los modelos teóricos desarrollados se basan en uniones abruptas,

lineales o exponenciales, pero se echa en falta un modelo tecnológico, que tenga en cuenta el comportamiento analítico del perfil de difusión.

Creemos igualmente que no está suficientemente estudiado el comportamiento del diodo en temperatura. Como se verá en VI.3, se ha hecho una representación semilogarítmica de las características I-V para diversas temperaturas. Si aproximamos por rectas en la región media o de difusión, se verá que estas rectas no siguen la ley de Shockley en su variación con la temperatura T.

Todo ello nos lleva a la conclusión de que es necesario revisar la teoría establecida de la unión p-n.

III. TECNOLOGIA.

III.1. INTRODUCCION.

En este capítulo se pretende dar una descripción de los procesos de elaboración y las técnicas experimentales utilizadas en la realización y caracterización de dispositivos semiconductores que van a ser utilizados en la presente memoria.

III.2. TECNOLOGIA PLANAR.

El uso de la tecnología planar para la fabricación de dispositivos semiconductores no tiene lugar hasta el año 1960 [31]. Anteriormente las dos tecnologías más importantes para la fabricación de dispositivos semiconductores eran el método de la unión estirada [32] y el de la unión aleada [33], pero la aparición de la tecnología planar, que conjuga las ventajas del método de las uniones difundidas [34], [35] con el efecto de máscara del Dióxido de Silicio para las impurezas más importantes [36], irrumpe de forma irresistible y puede decirse que hoy domina totalmente en el campo de la fabricación de dispositivos.

En la Fig. 3.1 se muestra esquemáticamente la tecnología planar. Con ella se consigue una definición precisa de la geometría de los dispositivos, así como mejorar las características eléctricas por el hecho de tener su superficie recubierta con un óxido.

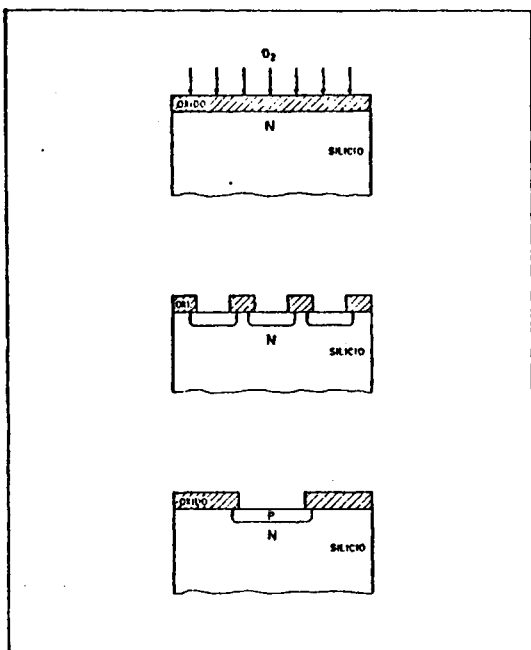


Fig.: 3.1. Representación esquemática de la tecnología planear.

Gracias a la tecnología planear ha sido posible la fabricación de circuitos integrados que han supuesto un gran avance en el campo de la electrónica.

III.3. PROCESOS.

III.3.1. Difusión

La difusión es el más importante de los procesos de la tecnología pla-

nar y se utiliza para la obtención de regiones dopadas. Como ha sido estudiada con amplitud en la presente memoria, se le ha dedicado todo un capítulo, el siguiente, en el que se trata el proceso de forma completa.

El horno utilizado en las difusiones para la realización de los diodos, en los que la fuente dopante fue NB (los dopantes se tratarán en el próximo capítulo al hablar de difusiones) fue un horno de la casa Stel y puede apreciarse en la Lámina I.

En este horno ya estaban efectuadas todas las canalizaciones necesarias para todos los gases precisos, así como efectuados todos los calibrados de los caudalímetros correspondientes.

El tubo central del horno fue el utilizado tanto para las oxidaciones húmedas como para la difusión del boro.

En la Lámina I puede verse tanto el panel con los reguladores de caudal y caudalímetros, como el barboteador y zona de entrada de gases o la cabina de flujo laminar desde donde se tiene el acceso a los tubos.

Las difusiones para los diodos realizados con B_2O_3 y Cl_3B como dopantes se realizaron en el horno de la casa Thomson mostrado en la Lámina II. Las canalizaciones son las mismas que las efectuadas en la fase experimental de las difusiones y que se describirán en IV.3.2.2. y IV.3.2.3. En el caso de las difusiones de B_2O_3 se ha utilizado el horno W.C. Heraeus, del que se hablará en el próximo capítulo, para calentar la fuente dopante y colocado inmediatamente antes del horno de difu-

2h'



Lámina I

24²

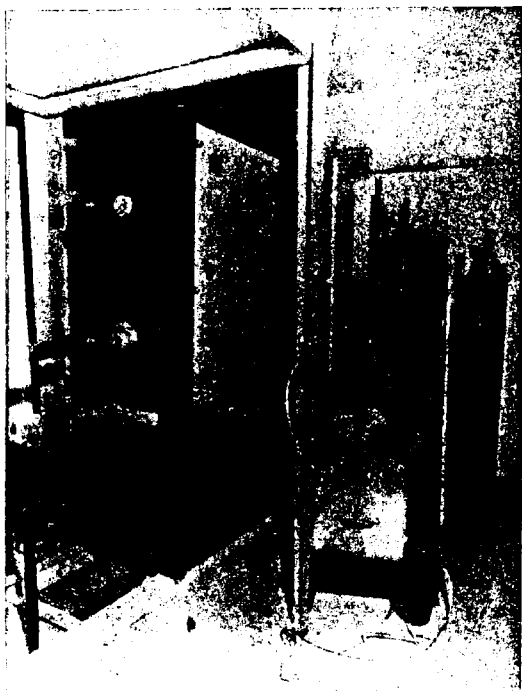


Lámina II

sión (en vez de hacer todo en un mismo horno como en las difusiones experimentales).

III.3.2. Oxidación.

La oxidación del Silicio ha sido realizada por dos métodos diferentes. El primero de ellos es la Oxidación Anódica que se ha utilizado en el trazado de perfiles de difusión (y en cuyo apartado viene descrito) y el segundo es el crecimiento del óxido por vía térmica, del que vamos a ocuparnos seguidamente.

El crecimiento térmico del óxido es fundamental para la realización de dispositivos semiconductores ya que gracias a él pueden realizarse los procesos de enmascaramiento. Se obtiene muy fácilmente y, por ello, es el método que se emplea más para crecer óxido para máscaras. Cuando solamente tiene esta aplicación, se necesita que tenga suficiente espesor para proteger las difusiones efectuadas, pero este espesor no es nada crítico (como puede serlo en el caso de la tecnología MOS).

Hay dos formas de crecer el óxido, el "óxido seco" y el "óxido húmedo". El primero, que responde a la Ley experimental [37].

$$e^2 = 21,2t \exp - \frac{1,33 \text{ eV}}{KT} \quad (3.1)$$

donde:

e = espesor de óxido en micras.

t = tiempo de oxidación en minutos.

T = temperatura del silicio en ° K.

K = constante de Boltzman.

proporciona una mayor reproductividad tanto mayor cuanto más seco sea el Oxígeno utilizado (para lo que se pone una trampa de Nitrógeno líquido en la canalización del Oxígeno antes de pasar al tubo de oxidación).

La velocidad de crecimiento viene fijada pues por la temperatura a la que se encuentra el Silicio y por el tiempo de oxidación. Para una temperatura dada, el espesor varía con la raíz cuadrada del tiempo, es decir:

$$e = C \sqrt{t} \quad (3.2)$$

donde $C = f(T)$

Esto, sin embargo, solamente es válido para altas temperaturas ($T \geq 1100^\circ \text{C}$), ($t \geq 10 \text{ min.}$, y $p_g \leq 10^{19} \text{ at/cm}^3$), pues a temperaturas bajas -- puede llegarse incluso a una relación lineal con el tiempo [37]. La velocidad de crecimiento por otra parte aumenta ostensiblemente cuando se realiza sobre materiales muy dopados [38].

El óxido húmedo, por su parte, responde a la ley experimental [37]:

$$e^2 = 7,26t \exp - \frac{0,8 \text{ eV}}{KT} \quad (3.3)$$

siendo menos reproductible que el seco, pero mucho más rápido y eficaz cuando la reproductividad no es importante y por eso es el que se empleará para máscaras.

III.3.3. Limpiezas.

III.3.3.1. Limpieza propiamente dicha.

Para obtener un dispositivo con las características esperadas, se requiere una superficie sin defectos y perfectamente limpia.

Son muchos los tipos de limpieza a los que se puede someter a la plaqueta de Silicio y habrá que optar por uno u otro dependiendo del estado de suciedad de esta en ese momento y del proceso al que se le vaya a someter a continuación. Así por ejemplo, las plaquetas utilizadas en el estudio de las difusiones (que eran cortadas en trozos en el cortador de obleas antes de la difusión y que había la posibilidad de que hubieran estado en contacto con los dedos) fueron primeramente desengrasadas y a continuación limpiadas según el proceso siguiente:

- Tricloro etileno hirviendo - 5 minutos.
- Acetona hirviendo - 5 minutos.
- Agua desionizada (hasta alcanzar una resistividad $\rho > 15 M\Omega$).
- Acido nítrico hirviendo - 10 minutos.
- Agua desionizada (hasta que $\rho > 15 M\Omega$).
- Acido fluorhídrico al 10% en agua - unos segundos (hasta que no moje).
- Agua desionizada hirviendo (hasta que $\rho > 15 M\Omega$).
- Secado con nitrógeno puro.

Para la realización del diodo (antes de la oxidación, difusión, etc...) la limpieza ha de ser más exigente. Podrá, sin embargo, eliminarse la limpieza orgánica para desengrasar (tricloroetileno, acetona, agua D.

I.) si la plaqueta, ahora entera, ha sido en todo momento cuidadosamente manejada con las pinzas. El proceso de limpieza seguido en este caso ha sido:

- Acido nítrico hirviendo - 10 minutos.
- Agua desionizada-(hasta que $\rho > 15 \text{M}\Omega$).
- Acido fluorhídrico al 10% en agua - unos segundos (hasta que no moje).
- Agua desionizada (hasta que $\rho > 15 \text{M}\Omega$).
- Acido sulfurico + agua oxigenada hirviendo al 1-1 - 15 minutos.
- Agua desionizada-(hasta que $\rho > 15 \text{M}\Omega$).
- Acido fluorhídrico al 10% en agua - unos segundos hasta que no moje.
- Agua desionizada-(hasta que $\rho > 15 \text{M}\Omega$).

III.3.3.2. Ataque decapante.

a) Descripción del método.

Para el ataque decapante del Silicio se utilizó el dispositivo mostrado en la Fig. 3.2. La plaqueta, después de haber sido sometida a una de las limpiezas indicadas en el anterior apartado, es introducida en una jaula de platino que, a su vez, se introduce en el recipiente que gira a una velocidad constante de 30 r.p.m. y está inclinado respecto a la vertical un ángulo de 10° y que contiene una solución de [39].

60 ml - ácido nítrico.

20 ml - ácido acético.

4 ml - ácido fluorhídrico.

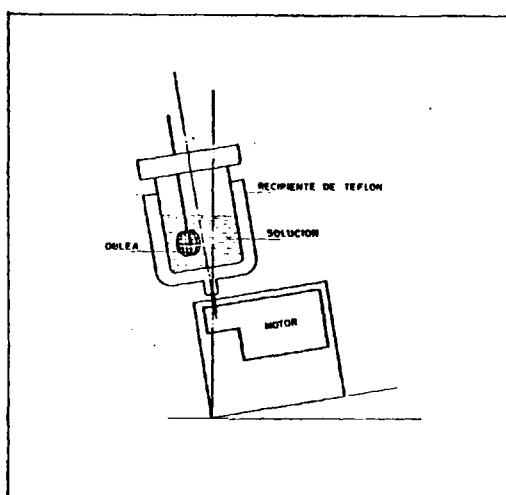


Fig.: 3.2. Dispositivo utilizado para el ataque decapante del Si.

Cuando se quiere que la plaqueta sea atacada por una sola cara, se pega la otra a una rebanada circular de teflón con cera.

El terminado de la plaqueta tiene un aspecto más fino que en el caso - estático.

Si la plaqueta no está perfectamente limpia pueden formarse burbujas - con una duración de hasta 2-3 minutos. En estos lugares el ataque es muchos más lento y las plaquetas pueden resultar muy defectuosas. Por eso, y para evitar que en la plaqueta pueda depositarse polvo, es conveniente tenerla lo menos posible al aire.

b) Determinación de la velocidad de ataque.

Para la determinación de la velocidad de ataque se siguió el siguiente proceso:

i) Ataque de una plaqueta por la cara pulida durante un tiempo bien de terminado t (minutos) y protegiendo una parte para la formación de un escalón.

ii) Medida del espesor decapado e (micras) durante este tiempo t .

Se define la velocidad de ataque como:

$$V_{\text{ataque}} = \frac{e}{t} \text{ (}\mu\text{m/min.)}$$

El tiempo cogido para el ataque fue de 15 min., es decir lo suficiente mente grande para minimizar los errores que se pudieran introducir por el tiempo de atacado.

La medida del espesor se realiza en el TALISTEP (ver IV.4.2.2.).

El error de la determinación de la velocidad de ataque va a venir determinado por el error en la medida del espesor que es inferior al 5%.

La velocidad de ataque depende fuertemente del envejecimiento de la solución, de forma que esta disminuye ostensiblemente a medida que pasa - el tiempo, llegando a ser, al cabo de unas horas, la cuarta parte de su -

valor inicial. Esto puede atribuirse a la evaporación de sus componentes. Para evitarlo en lo posible se mantenía la solución siempre tapada, tanto fuera del ataque como en el ataque, haciendo en este último caso un tapón especial con un agujero para la salida justa del porta--muestras. De esta forma se consigue que la velocidad de ataque sea mucho más estable. Sin embargo, siempre que haya que operar de nuevo, no podrá hacerse con la misma solución durante varias horas(aun con las precauciones antes indicadas) y, si ha pasado más tiempo, habrá que hacer una nueva solución.

Para una mezcla nueva la velocidad de ataque de esta solución sale de $2\mu/\text{min.}$ con una dispersión no superior al 15% y si tenemos en cuenta el 5% en la determinación de la medida, resulta que podremos tomar:

$$V_{\text{ataque}} = 2 \mu/\text{min. con error inferior al 20\%}.$$

Dado que el error sería muy fuerte, no determinaremos el espesor teniendo en cuenta este calibrado, sino que, cada vez que se ataque, el espesor se determinará con el TALISTEP.

Si quiere disminuirse la velocidad de ataque bastará con reducir la - proporción de FH. Así, se hicieron calibrados para otras soluciones - manteniendo la proporción de ácido nítrico y de ácido acético pero, en vez de 4 ml de ácido fluorhídrico, se puso una con 2 ml, otra con 1 ml y una última con 1/2 ml, obteniéndose para esta una velocidad de ata--que de 0,1 micra/minuto.

III.3.4. Fotolitografía.

El fotograbado es una de las técnicas básicas en la tecnología planar ya que, gracias a él, va a ser posible abrir las ventanas para la difusión.

El principio de las operaciones de fotograbado corresponde al cambio de propiedades de las resinas bajo la acción de radiaciones ultravioleta. Las resinas positivas son insolubles por los baños de desarrollo antes de la insolación. La exposición bajo los rayos ultravioleta transforma el polímero de la resina en polímero soluble en el revelador.

Para diferenciar las partes en las que se quiere abrir ventanas de las que se quiere dejar inalteradas, se aplica una máscara junto a la superficie del material, (que ya debe tener aplicada la resina), durante la insolación ultravioleta. Las regiones en las cuales se hacen transformaciones están bajo las partes transparentes de la máscara en el caso de resinas positivas (para resinas negativas sería al contrario).

En la Lámina III puede verse el insolador y posicionador utilizado en el proceso de fotolitografía en la realización de los diodos. Para la operación más laboriosa, la de posicionar máscaras en el lugar adecuado para que las ventanas para los diversos procesos (difusión, metalizaciones, etc.) estén bien situadas, se dispone de un microscopio para visualizar debidamente la muestra.

32 h3

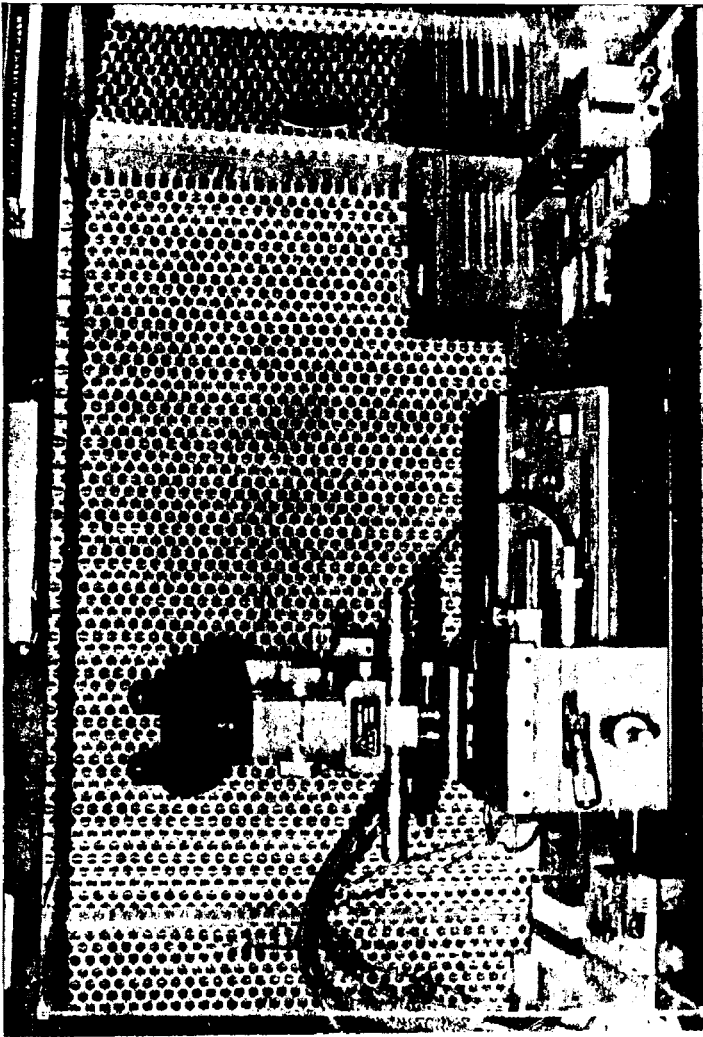


Lámina III

III.3.5. Diseño de máscaras.

La máscara tiene por objeto, como señalabamos anteriormente, el permitir que unas zonas sean insoladas y otras no por los rayos ultravioleta.

Dadas las muy reducidas dimensiones de estas máscaras, se dibujan a tamaño grande, se hace una fotografía y luego se reduce las veces que haga falta.

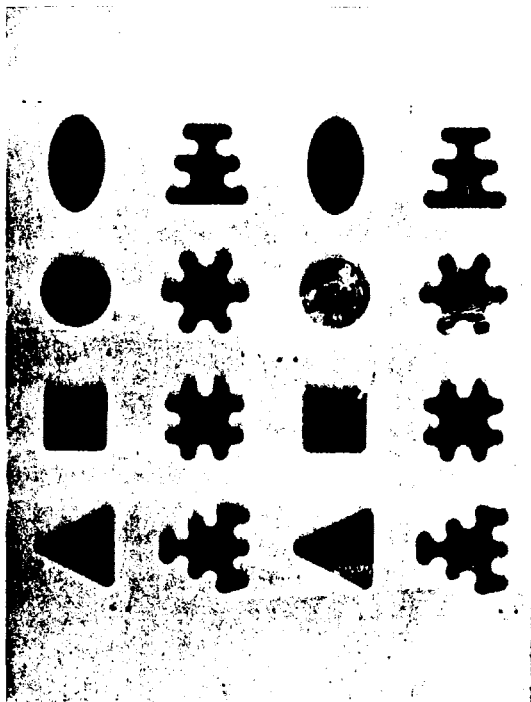
Se dice anteriormente que "se dibujan" porque, dados los escasos medios de que se dispone, así es como aquí se realizan. Suele hacerse, sin embargo, con tiras plastificadas a tamaño mucho mayor y una vez reducida la fotografía se proyecta esta con desplazamientos fijos para tener el motivo cuantas veces haga falta. Hoy día se hace por computadora.

En la Lámina IV puede verse la máscara que se ha realizado para el proceso litográfico en la elaboración del dispositivo. Como puede apreciarse los motivos elegidos son un triángulo, un cuadrado, un círculo y una elipse, así como las variaciones en "peine" de cada una de las anteriores figuras. Estas ocho figuras, que están repetidas dos veces, tienen todas el mismo área. La máscara original, dibujada en grande con tinta china sobre papel blanco satinado, fue reducida 80 veces para convertirla en la máscara de nuestras difusiones.

III.4. PROCESO DE ELABORACION DE UN DIODO.

Se parte, en nuestro caso, de plaquetas tipo-n.

33/53



Lamina IV

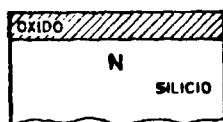
A la hora de realizar un diodo va a seguirse el siguiente proceso:

1.- Limpieza.

La plaqueta es sometida a la segunda de las limpiezas, indicadas - en III.3.3.1.

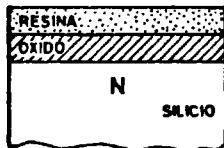
2.- Oxidación.

Una vez limpia, la plaqueta se oxida en el tubo de oxidación seca durante 5 minutos y a continuación en el tubo de oxidación húmeda (haciendo barbotear el oxígeno a través de H_2O D.I. a $90^\circ C$), durante el tiempo apropiado para el espesor requerido, terminando con otros 5 minutos de oxidación seca. La plaqueta quedará pues con la superficie oxidada como indica la figura.



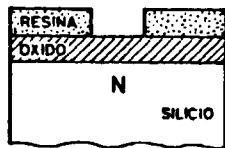
3.- Aplicación de fotoresina.

Sobre la capa de óxido se aplica, con una jeringa cuando la plaqueta está en el Spinner, una resina fotosensible, positiva o negativa según los casos. De esta forma tendremos:



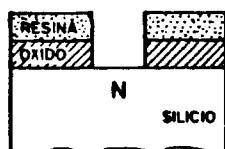
4.- Apertura de ventanas en la resina.

Sobre la resina, ya seca del horno, se posiciona debidamente la máscara y se insola con rayos ultravioleta que polimerizan una de las partes (la insolada o la no insolada, según sea resina positiva o negativa) y deja sin alterar la otra. Seguidamente el revelador elimina la parte requerida. Así tendremos:



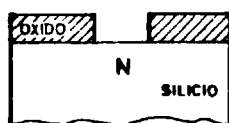
5.- Apertura de ventanas en el óxido.

A continuación se ataca con "KNET" para eliminar el óxido que existe bajo la anterior ventana. Tendremos por tanto:



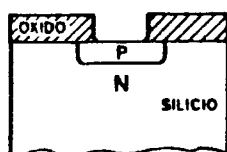
6.- Eliminación de la capa de resina.

Una vez eliminada esta capa, con NO_3H fumante hirviendo por ejemplo, llegaremos a:



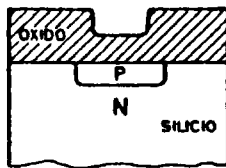
7.- Difusión de boro.

Después de realizar una nueva limpieza, se efectúa la difusión en el tubo de difusión que corresponda a la fuente dopante utilizada. Se llega a:

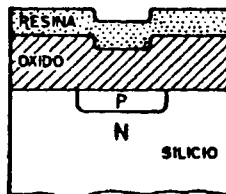


8.- Nueva oxidación.

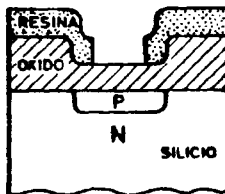
Con lo que se tendrá;



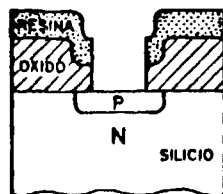
9.- Aplicación de fotoresina.



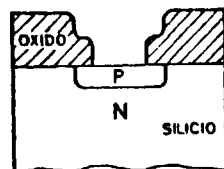
10.- Apertura de ventanas en la fotoresina.



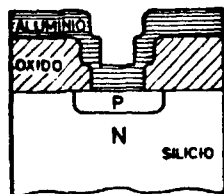
11.- Apertura de ventanas en el óxido.



12.- Eliminación de la resina.



13.- Metalización para contactos.



III.5. TECNICAS EXPERIMENTALES: CARACTERIZACION ESTATICA I-V EN FUNCION DE T.

III.5.1. Medidas a temperatura ambiente y altas temperaturas.

En la obtención de las características se nos van a presentar dos tipos

fundamentales de problemas, los térmicos cuando trabajamos a altas corrientes y los eléctricos cuando trabajamos a bajas corrientes.

Para eliminar los problemas de calentamiento, se realiza la medida con impulsos de 80 μ s de duración y con una frecuencia de 30 impulsos por segundo. Se ha dotado además al dispositivo de unas extraordinarias condiciones de disipación. En efecto, en primer lugar se ha montado dicho dispositivo sobre un radiador de aletas y ambos (dispositivo y radiador) han sido introducidos en un baño de aceite de flujo laminar en el que se excluye cualquier tipo de remolinos. Este baño es el - - "Constant temperature oil bath" Tipo 9730 de la casa "Guildline Instrument Ltd.". En este baño podemos fijar una temperatura con un error inferior a 0,1 °C. y, una vez fijado dicho valor, las oscilaciones de temperatura van a ser inferiores a 0,001 °C. El aceite es de alta resistividad (aceite de transformador de Campsa tipo Electra).

Como en ciertos diodos cuando estamos trabajando a muy pequeños voltajes tenemos corrientes pequeñas (del orden del 10^{-12} Amp. incluso a temperatura ambiente), ha sido necesario hacer un blindaje completo del baño fuente de alimentación y todas las conexiones.

El circuito utilizado para la medida es el indicado en la Fig. 3.3. La pila es una batería que da una tensión de 1,5 voltios. Como llega un momento que cuesta mucho subir la tensión con el montaje potenciométrico del punto 1, se abre este circuito y se pasa el conmutador a la posición 2 ó 3 que elimina el potenciómetro e introduce una resistencia variable en serie previamente calculada para tener el voltaje deseado

en el diodo. En altas corrientes el voltímetro se aplica solamente a las bornas del dispositivo (b) y en bajas al dispositivo y amperímetro (a)

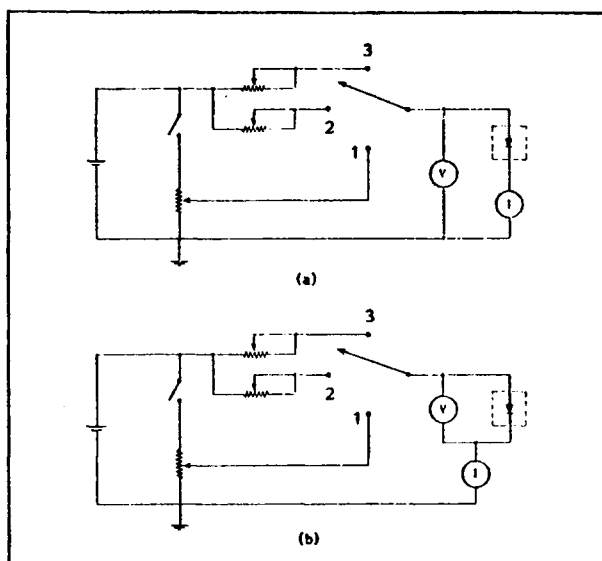


Fig.: 3.3. Circuito utilizado para la medida punto a punto de las características I-V. (a): Bajas corrientes. (b): Altas corrientes.

III.5.2. Célula de medidas a bajas temperaturas.

Para la obtención de las características I-V a bajas temperaturas se ha realizado una célula especial de medida que se describirá a continuación. (Fig. 3.4.).

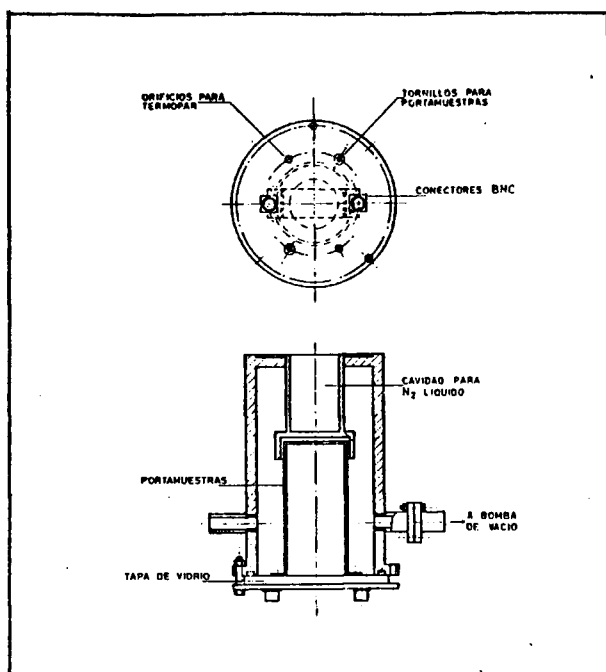


Fig.: 3.4. Célula para la obtención de las características I-V a baja temperatura.

Partiendo de un cilindro de latón se ha realizado una célula que nos va a permitir hacer medidas a bajas temperaturas.

Por una de las partes el cilindro tiene una cavidad de vidrio para introducir N_2 líquido y así conseguir las bajas temperaturas. Por el otro irá un so

porte que llevará el portamuestras, termopares y conexiones "BNC".

Al portamuestras podrá ir atornillado el dispositivo en el caso de que estuviera encapsulado, y tendremos otros portamuestras para los diferentes modelos de encapsulamiento. Pero dado que los diodos no estaban encapsulados cuando se les caracterizó, se les pegó unos terminales con laca de plata que conectaban con los terminales "BNC".

Entre el cilindro y la cavidad para Nitrógeno líquido, se hace un vacío de aproximadamente 10^{-4} a 10^{-5} atmósferas, aplicando sucesivamente una bomba rotatoria y una difusora. De esta forma se evita la posibilidad de formación de hielo en el interior y la cavidad queda convertida en un vaso Deward.

En la célula que acabamos de describir pueden realizarse medidas a la temperatura del N_2 líquido. Para temperaturas comprendidas entre la del N_2 líquido y la ambiente, se utilizó la misma célula que contenía dentro a su vez un nuevo recipiente con N_2 líquido. Este recipiente tenía su parte superior en vidrio y la inferior metálica. Al acabarse el N_2 del vaso Deward, se tendría en él una temperatura tanto más fría cuanto más introducido en él estuviera el recipiente con N_2 líquido.

III.5.3. Caracterización por el sistema automático de medidas.

Algunos diodos de realización propia que no fueron encapsulados se ca-

43.

racterizaron en un sistema automático de medidas existente en el Insti
tuto de Electrónica de Comunicaciones y que dispone de un testador de
puntas para el análisis de plaquetas antes de ser encapsuladas.

IV. DIFUSIONES.

IV.1. INTRODUCCION.

Como se apuntaba en el capítulo anterior, se ha tratado la difusión -- aparte con el fin de poder definir claramente el modelo tecnológico utilizado para nuestras difusiones a la hora de elaborar los diodos. Esto es importante porque si se tiene una función analítica conocida del - proceso tecnológico, esta podrá ser utilizada a la hora de estudiar el diodo. Vamos a tratar de obtener perfiles de difusión erfc (pues las difusiones las hacemos en una sola fase). De los diversos métodos existentes para el trazado del perfil de difusión un gran número de ellos, los más sofisticados, no estaban a nuestro alcance (sonda iónica, trazador radioactivo, etc...). De los dos métodos utilizables, el de capacidad y el de resistividad, se ha elegido el de resistividad porque, a pesar de sus evidentes limitaciones de precisión, es claramente ventajoso con respecto al primero. En efecto, el método de la resistividad va a dar cuenta de forma directa de los portadores disponibles para la conducción, mientras que el de la capacidad lo hace de forma muy indirecta teniendo que apoyarse en un modelo de unión y unas fórmulas que lo convierten en un método poco fiable. Por eso, aunque el método de la capacidad sea más cómodo y no destructivo, se ha optado por el - de la resistividad.

IV.2. TEORIA DE LA DIFUSION.

La teoría de la difusión de impurezas en un semiconductor puede verse, por ejemplo, en [40], [41]. Aquí va a exponerse de forma rápida, simplificada y eliminando todo paso intermedio.

La difusión es un fenómeno que se produce cuando dos cuerpos están en presencia y existe un gradiente de concentración entre ellos. Los átomos de uno penetran en los del otro y viceversa siguiendo el signo del gradiente. La difusión es pues debida al movimiento de los átomos y resulta unicamente de la agitación atómica que produce la energía térmica (pues no consideraremos efecto de campo, etc....).

La difusión en el caso simplificado se representa matemáticamente por las leyes de Fick. La primera ley de Fick es:

$$\vec{J} = -D \nabla N = -D \text{ grad } N \quad (4.1)$$

donde:

\vec{J} = flujo de partículas

D = coeficiente de difusión

N = concentración de partículas

La segunda ley de Fick tiene la forma:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\text{div } \vec{J} \quad (4.2)$$

sustituyendo en (4.2) el valor de \vec{J} dado en (4.1) se llega a la llamada ecuación de la difusión:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \Delta N \quad (4.3)$$

que para el caso de una sola dimensión toma la forma:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} \quad (4.4)$$

La difusión puede llevarse a cabo o bien en una sola fase, o en dos fases. En el primer caso en la superficie existe una concentración constante de impurezas, suministrado por el medio que sea, durante toda la difusión. En el segundo caso la concentración constante en superficie se interrumpe en un momento determinado (predeposición) a partir del cual se sigue difundiendo sin ningún nuevo aporte de impurezas (redistribución).

Lo que se hará entonces es resolver la ecuación de difusión para los dos casos particulares anteriormente expuestos, el primero el que tiene un aporte de impurezas de concentración constante durante todo el proceso y el segundo el que tiene una cantidad de impurezas ya depositadas, bien sobre la superficie o bajo la superficie, al principio de la difusión y no vuelve a recibir más a lo largo de esta.

IV.2.1. Difusión a concentración constante en superficie.

Condición inicial $t = 0; x \rightarrow 0; N(x, 0) = 0$

Condiciones en los límites $\begin{cases} t \geq 0; x = 0 : N(0, t) = N_s \\ t \geq 0; x \rightarrow \infty : N(\infty, t) = 0 \end{cases}$

Con estas condiciones la solución de la ecuación (4.4) es:

$$N(x, t) = N_s \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}} \quad (4.5)$$

donde:

N_s = concentración en superficie

erfc = función error complementaria

Es importante dar la cantidad de impurezas que han penetrado en el semiconductor en un tiempo t , pues esta cantidad va a ser en muchos casos redistribuida en el interior del material. Este valor viene dado por

$$Q = 2 N_s \sqrt{\frac{Dt}{\pi}} \quad (4.6)$$

IV.2.2. Difusión a partir de una fuente limitada.

Condición inicial $t = 0$; $N(x, 0) = N_s \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}}$

Condiciones en los límites $\begin{cases} x = 0 ; \text{flujo en origen nulo: } 0 = -D \frac{\partial N}{\partial x} \\ x = \infty ; N = 0 \end{cases}$

La resolución de la ecuación de difusión con estas condiciones nos lleva a:

$$N(x, t) = (4\pi Dt)^{-\frac{1}{2}} \int_0^{\infty} N(\alpha, t_p) \left(e^{-\frac{(x-\alpha)^2}{4D}} + e^{-\frac{(x+\alpha)^2}{4D}} \right) d\alpha \quad (4.7)$$

donde:

x = profundidad de difusión en la redistribución
 α = profundidad de difusión en la predeposición
 t = tiempo de redistribución
 t_p = tiempo de predeposición

Para integrar esta ecuación se hacen dos simplificaciones y ambas dan una idea del perfil original.

La primera simplificación es la abrupta cuyas condiciones son:

$$\begin{aligned}
 N &= N_s \text{ para } 0 < x < x_j \\
 N &= 0 \text{ para } x > x_j
 \end{aligned}$$

por integración se llega a:

$$N(x, t) = N_s/2 \left(\operatorname{erfc} \frac{x - x_j}{2\sqrt{Dt}} - \operatorname{erfc} \frac{x + x_j}{2\sqrt{Dt}} \right) \quad (4.8)$$

la segunda simplificación es la función δ

$$N(\alpha, t_p) = Qt_p \delta(x)$$

por integración se llega a:

$$N(x, t) = \frac{Q}{\sqrt{\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}} \quad (4.9)$$

que es, como puede apreciarse, una gaussiana.

IV.3. REALIZACIONES DE LA DIFUSION.

Antes de acometer la realización de los dispositivos semiconductores - va a efectuarse una amplia gama de difusiones. Van a utilizarse varios tipos de fuentes dopantes. En cuanto a los tiempos de difusión se tratarán tanto los altos tiempos para difusiones profundas, que tienen su principal aplicación en los dispositivos de potencia, como los cortos tiempos, que proporcionan difusiones cortas que minimizan los diodos laterales. Igual puede decirse de la temperatura de difusión que ha sido estudiada en amplios márgenes.

Las difusiones van a realizarse en una sola fase. En este tipo de difusiones es fácil conseguir altos dopages, pero no es tan fácil conseguirlos bajos. Por eso, se pondrá un especial interés en la consecución de dopages bajos en superficie.

IV.3.1. Fuentes Dopantes.

Son muchos los tipos de fuentes dopantes que pueden utilizarse para impurificar un semiconductor. Cifrándonos solamente al B, se pueden citar entre otras:

i.) Fuente sólida [42]. Este es el caso del Anhídrido Bórico, B_2O_3 , ó del ioduro bórico, I_3B .

ii) Fuente líquida [43]. El más representativo es el Tribromuro de Boro, Br_3B .

iii) Fuente gaseosa [44], [45], [46]. Son dos los gases preferentemente utilizados: el Tricloruro de Boro, Cl_3B , y el Diborano o Hidruro de Boro, B_2H_6 .

iv) Plaquetas de Nitruro de Boro, NB [47]. Se intercala en las navecillas con las plaquetas a dopar.

v) Pinturas dopantes [48]. Se aplican a la superficie de la plaqueta por dos métodos, o bien pintando directamente sobre ella, o depositando unas gotas cuando la plaqueta gira en el spinner.

vi) Papeles dopantes. Estos papeles impregnados con dopante se alternan con las plaquetas en la navecilla.

En nuestras difusiones se han utilizado cuatro de estas fuentes que vamos a discutir y comparar seguidamente.

IV.3.1.1. Difusión con B_2O_3 .

El Anhídrido Bórico B_2O_3 , es la fuente sólida más utilizada para las difusiones del Boro. Como la presión de vapor del B_2O_3 es muy pequeña, hay que ponerle a temperaturas muy altas y puede utilizarse para calentarlo el mismo horno que para la difusión.

En la Fig. 4.1. se dan las concentraciones en superficie obtenidas para diversas temperaturas del B_2O_3 y para un flujo de gas Argón de 40 litros/hora. (Como veremos en el apartado de resultados no se utiliza

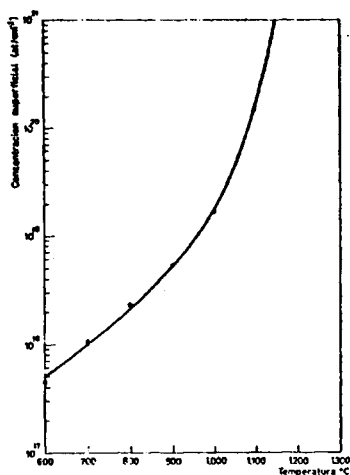


Fig.: 4.1. Concentración superficial en átomos de boro/cm³ en función de la temperatura de la fuente dopante (B₂O₃; sólido) y para un flujo de gas transportador (Argón) de 40 litros/hora.

N₂ porque a altas temperaturas da un compuesto en superficie, de color azulado, de resistividad infinita y difícilmente eliminable. El B₂O₃ va a utilizarse fundamentalmente para la obtención de concentraciones medias en superficie lo que se consigue con una temperatura del B₂O₃ de aproximadamente 600°C. - 700°C.

La introducción de la navecilla en el horno con el B₂O₃ se realiza lentamente a lo largo de 5 minutos. Cuando no se tiene esta precaución y la operación es rápida, la evaporación de la humedad del B₂O₃ se lleva a cabo de forma brusca, rebosa la navecilla y el tubo del hor

no queda dopado. Esto es grave porque un tubo de cuarzo que se pone a 1250°C no debe ser enfriado y por lo tanto no puede ser limpiado en una disolución de FH.

Los resultados obtenidos con esta fuente dopante se derán, al igual que con las otras, en el apartado de resultados al final del capítulo.

IV.3.1.2. Difusión con Cl_3B .

El Tricloruro de Boro, Cl_3B , es un caso típico de fuente dopante gaseosa, ya que en condiciones normales es un gas incoloro, bastante tóxico y que da, en presencia del aire húmedo, una nube espesa y ácida. Esta nube tiene la ventaja de poner de manifiesto visualmente las fugas de gas. No obstante, siempre que se ha abierto la botella que lo contenía, se ha estado provisto de mascarilla antigas para evitar riesgos.

En la botella el Cl_3B está licuado bajo su propia presión de vapor.

La presión de salida va a depender, pues, de la temperatura a que se encuentre. En el laboratorio se ha trabajado siempre a una temperatura de 20°C que corresponde a una presión de vapor saturante de 1,3 bares, (según curva suministrada por fabricante).

En la Fig. 4.2 se da la curva de las concentraciones superficiales obtenidas para diversos flujos de Cl_3B , un flujo de Argón de 40 litros/hora y un 10% de O_2 . Para obtener concentraciones superficiales de $5 \cdot 10^{16} \text{ at/cm}^3$ se trabajará con 30 ppm de Cl_3B .

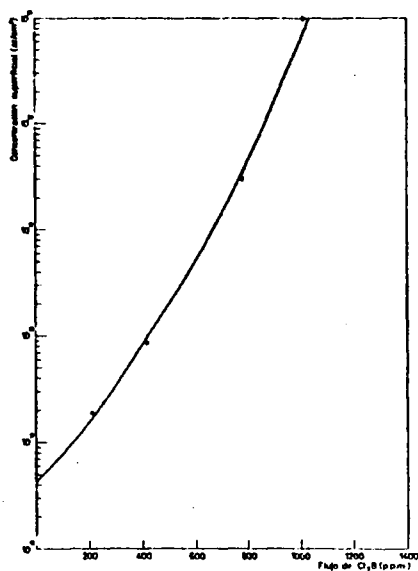


Fig.: 4.2. Concentración superficial en átomos de boro/cm³ en función - del flujo de la fuente dopante (Cl_3B : gaseoso) y para un flujo de gases transportadores de 40 litros/hora de Argón y 4 - litros/hora de Oxígeno.

Las difusiones se hacen siempre en presencia de Oxígeno, pues se ha observado que así se consiguen mejores resultados en superficie. Es probable que en presencia de O_2 se forme B_2O_3 sobre la plaqueta.

IV.3.1.3. Difusión con pintura dopante.

La pintura dopante utilizada para este caso ha sido el Siodop B-430. Sobre la superficie de plaqueta, que está firmemente cogida al spinner por medio de una bomba de vacío, se depositan un par de gotas de dopante con una jeringa. Rápidamente, antes de que se seque, se hace girar

al spinner a 2000 rev/min. durante 60 segundos. De esta forma se obtiene una capa homogénea de Siodop sobre la plaqueta con el espesor su ficiente para una difusión profunda. (Si se quieren capas delgadas no hay más que aumentar las revoluciones). El endurecimiento de la capa se lleva a cabo introduciendo la plaqueta en una estufa durante 10 minutos a la temperatura de 200°C. En estas condiciones la plaqueta - - queda lista para ser introducida en el horno e iniciar la difusión.

Cuando se quieren conseguir menores concentraciones de dopante se diluye este en Sioget (cosa que nosotros no pudimos hacer al no poder conseguirlo en el mercado y la disolución en disolventes orgánicos no dar - los resultados apetecidos). La concentración en superficie será pues, - en este caso, función de la solubilidad límite y por tanto constante - para cada temperatura. Además la variación con la temperatura es muy poco apreciable en el margen que nos movemos y para el caso del boro - [49].

IV.3.1.4. Difusión con plaquetas de Nitruro de Boro.

Las difusiones con Nitruro de Boro tienen la ventaja con respecto al - caso anterior de no tener que aplicar la capa de dopante sobre la superficie. Es, por lo tanto, mucho más limpia y mucho más cómoda pues solo hay que poner alternadas en la navetilla una plaqueta de Nitruro de Boro con otra de Silicio.

En este caso también se va a obtener una concentración constante en su perficie para cada temperatura (de alrededor $3 \cdot 10^{20}$ at/cm³) que es -

aproximadamente la solubilidad límite del Boro en Silicio en esa gama de temperaturas.

Para todo tipo de dopante puede, como se sabe, bajarse la concentración superficial realizando una redistribución, pero dado que se pretende la obtención de perfiles erfc, no podrán hacerse redistribuciones.

IV.3.2. Hornos.

Se han utilizado tres hornos diferentes para las difusiones efectuadas. En el primero, un W.C. Heraeus, se llevó a cabo la fase experimental de las difusiones con tres tipos de fuentes dopantes Si-dop B-430, B_2O_3 y Cl_3B y en los otros, de los que ya se ha hablado en III.3.1., fue donde se hicieron los diodos. La fase experimental de las difusiones de NB se realizó en el Stel pues las plaquetas de NB no cabían en el W.C. Heraeus. Se va a describir ahora el primer horno, así como las diferentes canalizaciones efectuadas para los diferentes tipos de dopante.

El horno de la fase experimental ha sido un W.C. Heraeus Hanan, Typ. POK/4 4/30. Puede alcanzar una temperatura de $1.500^{\circ}C$. El horno es pequeño como puede apreciarse en la Fig. 4.3. Los inconvenientes fundamentales del horno van a ser entonces el que el "plato" o zona de temperatura constante, va a ser pequeño, el gradiente térmico grande y los tubos que puede contener van a ser de pequeño diámetro.

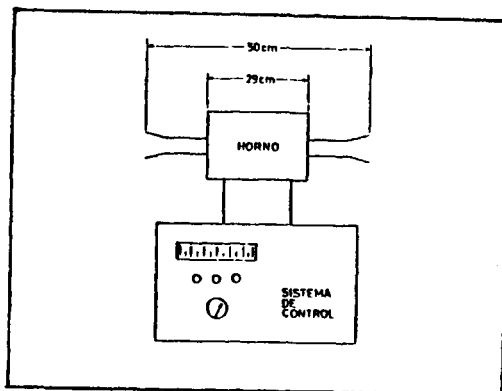


Fig.: 4.3. Dimensiones del horno Typ. POK/4 4/30 de la casa Herreans -
 Hanan utilizado en la fase experimental de las difusiones.

Se ha utilizado un tubo de cuarzo de diámetro interior de 30mm. y exterior de 40mm. Como el tubo en su origen era semicerrado, hubo que abrirlo serrando con una sierra de disco adiamantada de corte periférico. Posteriormente se le pegaron las bocas con un cemento especial que soporta altas temperaturas (Ceramabon, que soporta hasta 3000°C).

A continuación se hicieron los perfiles de temperatura para las 3 temperaturas, 1250, 1200 y 1150°C, a que iban a realizarse las experiencias, - Figs. 4.4, 4.5 y 4.6. Como es natural se pone claramente de manifiesto las limitaciones antes apuntadas: "plato" pequeño (unos 4cm. con variaciones inferiores a 2°C) y fuertes gradientes de temperatura. El que el "plato" sea

sólo de unos 4cm. no tiene gran importancia si se tiene cuidado de que la navecilla con la plaqueta a difundir caiga siempre bien centrada en él. El fuerte gradiente térmico sí va a ser importante en uno de los casos, el de fuente dopante sólida con B_2O_3 , cuando ha de ponerse la navecilla con el dopante a una temperatura determinada dentro de esta zona de fuertes variaciones de temperatura. Por eso, en la fase experimental de las difusiones se ha extremado el cuidado en este punto y, en la fase de realización de diodos, se ha puesto un horno aparte solo para contener la navecilla del dopante y asegurar perfectamente su temperatura y otro para realizar la difusión.

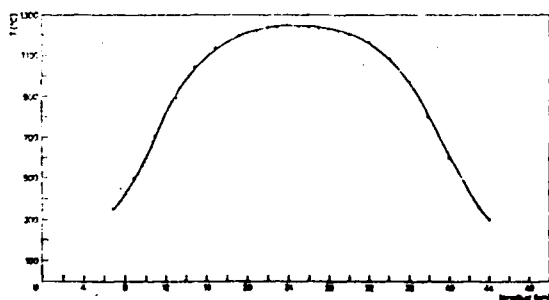


Fig.: 4.4. Perfil de temperaturas en el horno para una temperatura en la parte central de 1.250°C .

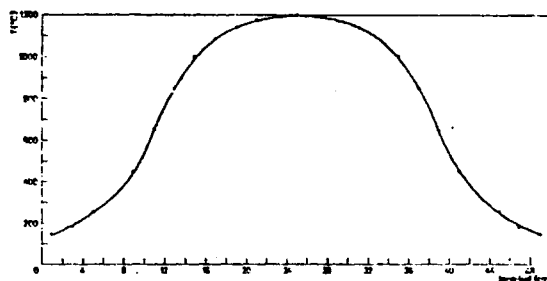


Fig.: 4.5. Perfil de temperaturas en el horno para una temperatura en la parte central de 1.200°C.

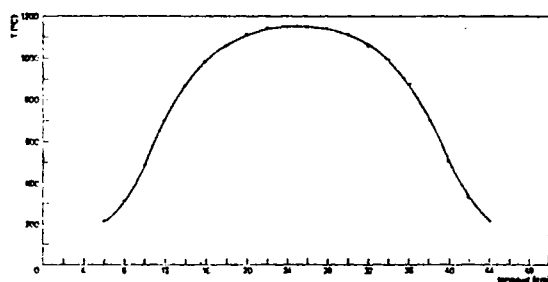


Fig.: 4.6. Perfil de temperaturas en el horno para una temperatura en la parte central de 1.150°C.

Como se han realizado difusiones con tres tipos diferentes de dopantes, cada uno con sus peculiaridades, ha sido necesario hacer un tipo diferente de canalización para cada caso.

IV.3.2.1. Instalación para pintura dopante.

Se empieza describiendo este caso para seguir un poco cronológicamente los pasos dados en la experiencia. En la Fig. 4.7 puede verse el esquema de la instalación montada. Se parte de dos botellas, una de Oxígeno y otra de gas inerte. En este segundo caso se pone Nitrógeno o Argón porque fueron utilizados ambos gases, el N_2 al principio hasta que se vió, como después describiremos, los problemas que daba a altas temperaturas y el A cuando se tomó la decisión de desechar el uso del N_2 . A la salida de este gas se puso una llave de paso, una trampa, un

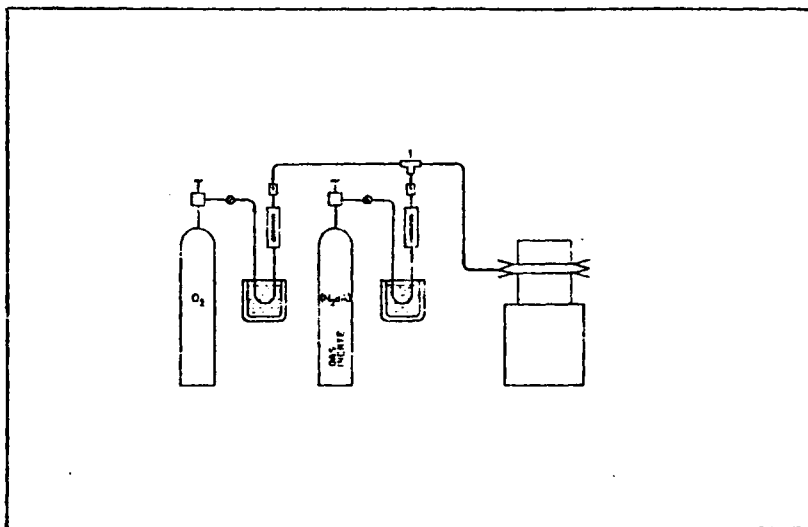


Fig.: 4.7. Esquema de la instalación utilizada para la difusión con pintura dopante.

caudalímetro y una válvula antirretroceso. La salida del O_2 lleva así mismo una llave de paso, una trampa, un caudalímetro y una válvula antirretroceso hasta llegar a la T del punto 1. A partir de este momento la canalización es la misma para ambos gases.

El O_2 se puso exclusivamente para limpiar el tubo de residuos orgánicos (fundamentalmente del polvo que hubiera podido depositarse, pues ya había sido limpiado previamente en una disolución de FH al 10%), pero no se utilizó en absoluto durante la difusión. Durante esta se trabajó siempre en atmósfera inerte, al principio en N_2 y luego definitivamente en Argón, como ya se ha dicho.

Los caudalímetros con escala de medida de flujo de 10 a 100 l/h. ya estaban calibrados.

El proceso seguido para realizar la difusión era el siguiente: se hacía barrer con gas inerte desde 30 minutos antes de introducir la plaqueta con un flujo de 30 l/h. Transcurrido este tiempo, se introducía la plaqueta (debidamente limpiada y con una capa de pintura dopante) sobre una navecilla de Silicio, para evitar impurezas, que no era más que un tocho de Silicio monocristalino cortado con la sierra circular de disco adiamantada al que se efectuaron unas ranuras con la misma sierra para la sujeción de la plaqueta. La introducción de la navecilla con la plaqueta hasta el "plató" de temperatura constante del tubo se realizaba por la salida del mismo con una varilla de cuarzo y, transcurrido el tiempo de difusión, se volvía a sacar con esta misma varilla.

IV.3.2.2. Instalación para B_2O_3 .

La instalación montada para la difusión del B_2O_3 es exactamente la misma que para el caso anterior y todo el proceso descrito sigue siendo también válido ahora. Solamente hay que introducir una nueva operación a realizar inmediatamente antes de la introducción de la plaqueta en el "plato" y es la introducción de la navecilla del dopante (B_2O_3) - que se realiza por la boca de entrada (pues si se hiciera por la boca de salida, al tener que atravesar necesariamente el "plato" a la temperatura máxima, se desbordaría el dopante y se contaminaría el tubo). Habrá pues que quitar la tapa de entrada, introducir la navecilla con dopante en el punto exacto que de la temperatura deseada según el perfil de temperaturas y volver a tapar la entrada. A continuación se sigue el proceso ya descrito.

La navecilla que contiene el B_2O_3 se ha fabricado igualmente de Si monocristalino, como la que contiene la plaqueta, para evitar impurezas. Después de cortar un tocho cilíndrico con la sierra circular adiamantada, se le ha hecho una cavidad interior con una broca adiamantada.

IV.3.2.3. Instalación para Cl_3B .

La instalación del Cl_3B es algo más compleja como puede apreciarse en la Fig. 4.8. Hasta la T del punto 1, donde se juntan los flujos del O_2 y A, todo es igual a los dos casos anteriores. Ahora, sin embargo, es necesario poner una canalización para la botella del Cl_3B . A la salida de esta se ha puesto una llave de paso de monel para evitar la co

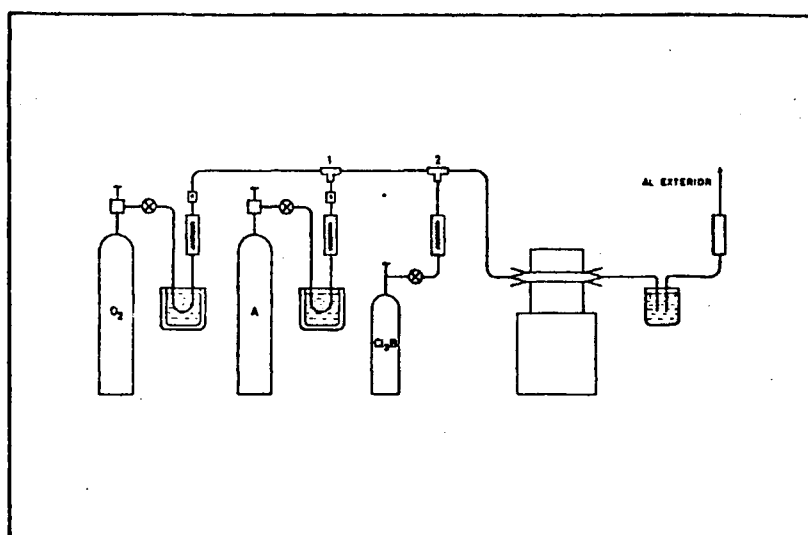


Fig.: 4.8. Esquema de la instalación utilizada para la difusión con Cl_3B .

rrosión y, a continuación, un caudalímetro de aceite.

En este caso, sí ha sido necesario el calibrado del caudalímetro para va rios casos de capilares hasta encontrar la gama de flujos en la que ha**́** bía que moverse. Como vamos a movernos con flujos de 10 p.p.m. a 50 p. p.m. se necesitaba un tubo capilar mucho más fino de lo que se suele en contrar en el comercio y como no se disponía de él, se han "extrangula**́** do" varios tubos capilares normales para conseguir tramos capilares ex**́** tremadamente estrechos y así conseguir los flujos deseados. El calibra**́** do se ha realizado por el método normal de ver la velocidad de despla**́** za

miento de una burbuja de jabón en una columna graduada al paso del flujo. Después de ensayar con varios capilares cada vez más estrangulados, se llegó a uno que daba el margen de flujos deseado, según se ve en la Fig. 4.9.

En la T del punto 2 se une el flujo de los tres gases y, a partir de este punto, la instalación es común.

La salida del tubo no es libre, como en los dos anteriores casos, debido a la alta toxicidad del Cl_3B . Ahora lo primero que se hace es pasar los gases por un barboteador que contiene agua con sosa (hidróxido sódico). Como puede verse en [49] se supone que el Cl_3B en presencia de O_2 proporciona una fuente local de B_2O_3 que liberaría Cl_2 que, a su vez, reaccionaría con la sosa para dar ClNa en el borboteador.

La instalación se termina poniendo un caudalímetro para poder detectar posibles fugas y llevándola seguidamente a una salida al exterior.

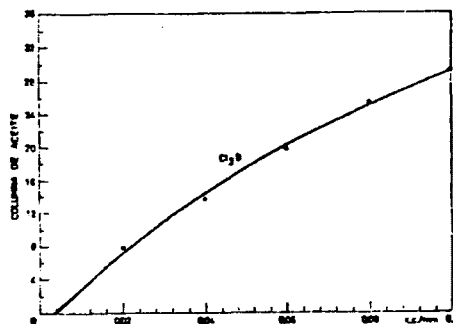


Fig.: 4.9. Calibrado del flujo del Cl_3B en un caudalímetro de aceite.

En este caso se ha puesto papel indicador de pH en cada unión para detectar las posibles fugas y se ha utilizado máscara antigas siempre - que se ha entrado en la cámara de difusión cuando esta se estaba llevando a cabo.

IV.4. CARACTERIZACION DE LA DIFUSION.

IV.4.1. Medida de la concentración superficial C_s .

Parallegar a determinar la concentración superficial C_s hemos de partir de la medida de la profundidad de difusión x_j y la resistividad media superficial ρ_s que veremos a continuación. Pero la determinación de estos dos parámetros no basta y es necesario, además, hacer una hipótesis sobre el tipo de perfil de difusión y conocer la concentración C_B del sustrato. Backenstoss [50] hizo un estudio simplificado del problema para cuatro tipos diferentes de perfil de difusión (erfc gaussiana, exponencial y lineal) e Irvin [51] profundizó en el tema teniendo en cuenta un mayor número de medidas experimentales, llegando a la obtención de las conocidas curvas de Irvin que nos dan C_s en función de $\bar{\sigma} = 1/\rho_s (x_j - x)$, siendo x/x_j el parámetro y para un C_B y distribución dados. En la determinación de la concentración superficial x es cero, luego $\bar{\sigma} = 1/\rho_s x_j$ y $x/x_j = 0$. Así que el inverso del producto de ρ_s por x_j llevado a la curva "0" nos dará C_s .

IV.4.1.1. Medida de la resistividad superficial.

La medida de la resistividad superficial ρ_s , puede realizarse por muchos

métodos, tanto destructivos como no destructivos [52]. En nuestro caso se ha utilizado un método no destructivo comúnmente denominado método de las cuatro puntas, debido originalmente a Valdés [53] y que podemos ver en la Lámina V.

El principio se basa en hacer una simple medida de resistencia. Sobre la superficie de la plaqueta se hacen cuatro contactos puntuales que - en este caso están alineados (pueden hacerse en otras disposiciones geométricas). Por los dos contactos extremos se hace pasar una corriente I conocida, mientras que los dos centrales sirven para medir la diferencia de potencial V existente entre ellos.

Existe proporcionalidad entre las dos medidas y, siendo C = coeficiente de proporcionalidad, se tiene:

$$\rho_s = C \frac{V}{I} = 4,53 \frac{V}{I} \quad (4.10)$$

para el caso de cuatro puntos en línea.

IV.4.1.2. Medida de la profundidad de difusión x_j .

La medida de la profundidad de difusión x_j se utiliza, como vimos anteriormente, para determinar C_s .

Los pasos que se van a seguir para la medida de x_j consisten en marcar en primer lugar la unión, seguidamente revelarla con un reactivo que - diferencie una parte de la otra y, por último, observarlo en un instru

65 bis

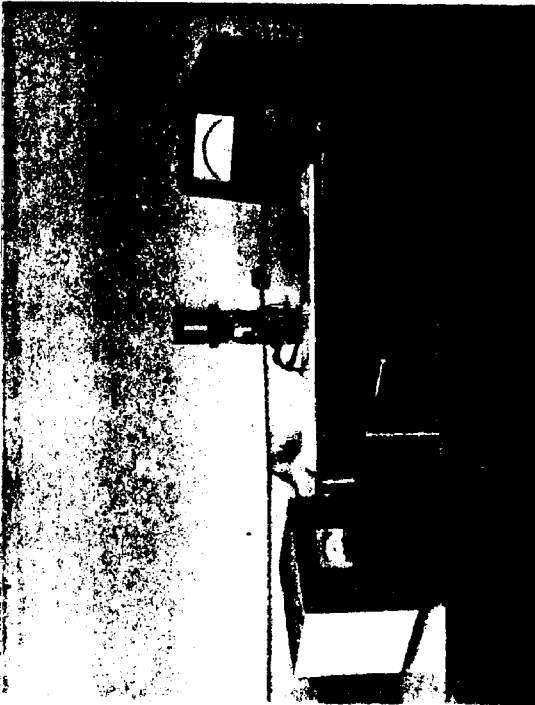


Figure V

mento óptico.

i) Preparación de la unión.

Para mejorar la precisión de medida se recurre a varios métodos cuyo -
objetivo común es aumentar la longitud visible de Si difundido. Noso-
tros hemos utilizado un método que tiene su origen en el trabajo de -
McDonald y Goetzberger [54] y que posteriormente modificó A. Pinchon -
[55] y que denominaremos METODO de la BOLA, por ser una bola la que rea-
liza la marca sobre la plaqueta, como puede verse en la Lámina VI. La
bola, que tiene un diámetro de 35mm., es obligada a rotar por el giro -
del diábolo y hace una marca circular en la plaqueta tanto mayor cuan-
to mayor sea el diámetro de la pasta de diamante que se aplique sobre
la bola y el tiempo que se tenga funcionando.

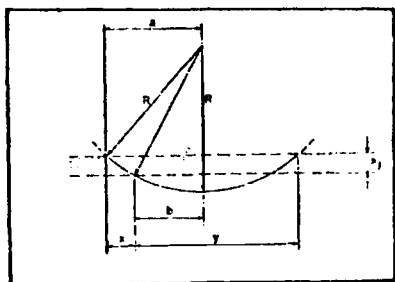


Fig.: 4.10. Sección de una plaqueta marcada para la determinación de la profundidad de difusión X_d por el método de la bola.

En la Fig. 4.10. se puede ver en sección la plaqueta ya marcada. La -

66 h.



Lamina VI

67.

profundidad de la unión puede determinarse a partir de esta figura llegándose a:

$$x_j = x \cdot y / D. \quad (4.11)$$

Una vez revelada la unión como seguidamente indicaremos, se mide x e y , como D es conocido ($D = 35\text{mm.}$), se determina x_j .

Con este método se obtiene una excelente definición de los límites de la unión y superficie como puede verse en la Lámina VII para una de las plaquetas en las que se midió la x_j .

ii) Revelado de la unión.

Una vez marcada la unión, es necesario atacarla debidamente con un reactivo que sea muy rápido para una de las partes y muy lento para la otra y así podremos diferenciar los dos tipos de impurezas. Nosotros hemos utilizado el reactivo de Fuller y Ditzenberger [56] que consiste en una solución de ácido fluorhídrico concentrado (FH) más un 0,1% de ácido nítrico concentrado (NO_3H). Esta solución ennegrece las regiones tipo p y deja inalteradas las regiones tipo n (obsérvese la Lámina VII).

iii) Medida de dimensiones en el microscopio metalográfico.

Una vez conseguido el revelado del anillo, ha de medirse x e y utiliza

61 10



Lamina VII

dos en la fórmula (4.11). Esta medida se ha realizado en un microscopio metalográfico.

IV.4.2. Obtención del perfil de difusión.

La determinación del perfil de difusión, como ya se indicó, se realiza por diversos métodos (sonda iónica, medidas de resistividad, trazador radioactivo, etc.). Nosotros hemos utilizado la medida de la resistividad para dicha determinación.

Como vimos en IV.4.1., con la medida de ρ_s y x_j se determinaba la concentración superficial C_s . Pues bien, ahora iremos eliminando sucesivas capas por el método de la oxidación anódica o decapaje con CP-4 - que a continuación citaremos y se determinará la concentración para cada nueva capa. De esta forma podremos determinar la concentración para cada profundidad y obtener así el perfil de difusión.

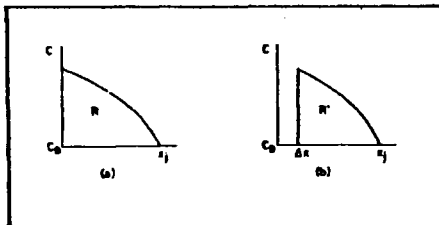


Fig.: 4.11. Figura para la determinación del perfil de difusión: (a) perfil original. (b) perfil en el que se ha eliminado una capa.

El método se basa en que las capas eliminadas sean lo suficientemente estrechas como para poder considerar que, en ellas, la resistividad es constante. De la Fig. 4.11. (a) podemos ver que para una difusión tipo - p:

$$\frac{1}{\rho_s(0)} = q \int_0^{x_j} \mu_p(x) p(x) dx \quad (4.12)$$

y de la Fig. 4.11. (b)

$$\frac{1}{\rho_s(\Delta x)} = q \int_{\Delta x}^{x_j} \mu_p(x) p(x) dx \quad (4.13)$$

luego:

$$\frac{1}{\rho_s(0)} - \frac{1}{\rho_s(\Delta x)} = q \int_0^{\Delta x} \mu_p(x) p(x) dx \quad (4.14)$$

y por el teorema de la media:

$$\Delta \left(\frac{1}{\rho_s} \right) = \frac{\Delta x}{\bar{\rho}(0 \text{ a } \Delta x)} \quad (4.15)$$

y:

$$\bar{\rho} = \frac{\Delta x}{\Delta (1/\rho_s)} \quad (4.16)$$

de aquí, yendo a las curvas de Irvin que dan la concentración en función de la resistividad para una plaqueta homogénea [51], se podrá determinar la concentración para cada profundidad.

IV.4.2.1. Oxidación anódica.

La oxidación anódica es un método para conseguir la oxidación de un material (del Silicio en nuestro caso) utilizandolo como ánodo de una cuba electrolítica. Van a necesitarse, por lo tanto, una fuente de co--rriente, una cuba electrolítica y un registrador que mida la variación de la tensión (que a su vez dará información de cómo se ha desarrollado el proceso de la oxidación). (ver Lámina VIII).

La técnica de la oxidación anódica ha sido utilizada en este trabajo - para el trazado de perfiles de difusión y para eliminar la capa que - aparece en la superficie de Silicio cuando se difunde a alta temperatura en presencia de Nitrógeno.

A.- Técnicas de la oxidación.

i) Baños electrolíticos.

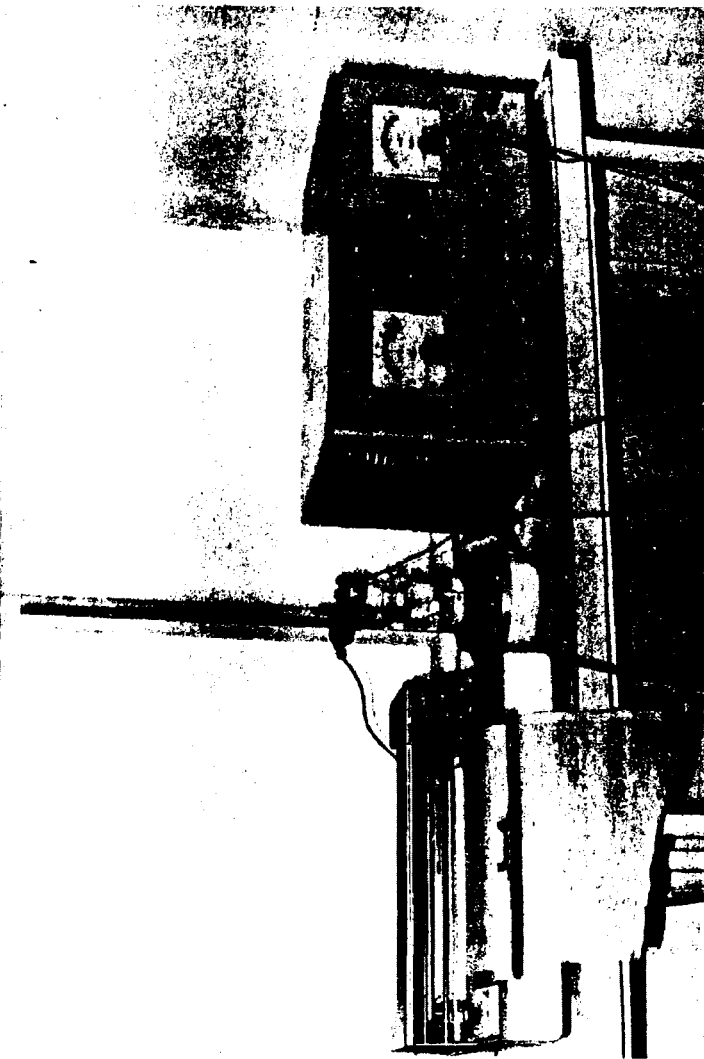
Busen y Linsey [57] han estudiado los baños a base de etilenglicol y - NO_3K , obteniendo los mejores resultados para el formado por:

Etilenglicol - 0'4% de NO_3K - 10% de H_2O .

y que es el que se ha utilizado en el presente trabajo.

ii) Célula para la oxidación.

70 bis



Lamina VIII

En la Fig. 4.12. se da la célula que se ha utilizado para la oxidación anódica.

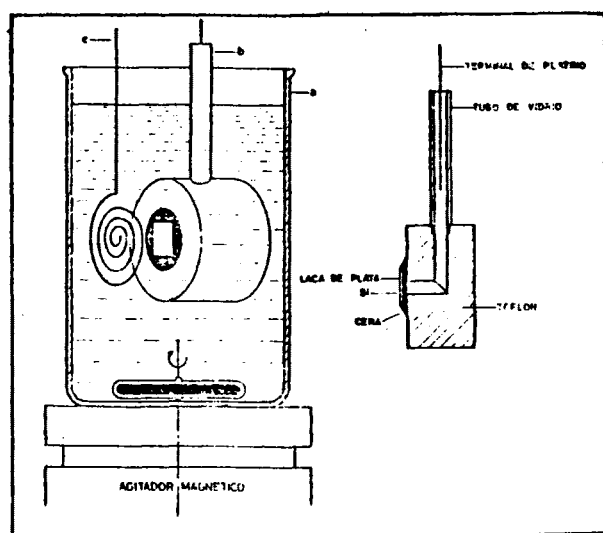


Fig.: 4.12. Célula utilizada para la oxidación anódica.

El recipiente es un vaso de 13 cm, de alto por 5 cm. de diámetro. (a).

El ánodo lo constituye la plaqueta de Silicio que se va a oxidar y está pegada con cera a un cilindro de teflón. La plaqueta está pintada por su parte posterior con laca de plata y hace contacto con el mercurio que llega por un conducto practicado en el teflón. Al mercurio llega un alambre de platino que es el terminal del ánodo. (b).

El cátodo es un alambre de platino en espiral.(c).

La agitación se hace mediante un agitador magnético que gira en el fondo del vaso.

Esta célula, comparada con otras que se utilizan en Oxidación Anódica, tiene la ventaja de que la agitación se realiza perpendicularmente a la posición de la muestra. Sin embargo, tiene el inconveniente de la dificultad del manejo del mercurio y por eso a veces se le elimina llevando directamente el alambre de platino a la laca de plata.

iii) Registrador de la tensión en los bornes de la célula.

El registrador está conectado en paralelo con la célula e informa sobre la variación de la tensión con el tiempo. La utilidad e interpretación de las variaciones serán discutidas más adelante.

iv) Fuente de tensión.

La fuente puede dar hasta una tensión de 300 v. y una corriente de 30 mA. Tiene la particularidad de ser, según la carga, fuente de corriente o de tensión estabilizada.

B.- Consideraciones sobre la muestra y la oxidación.

i) Limpieza.

El grado de limpieza es muy importante en la oxidación anódica y de él depende, en gran medida, el éxito de la operación. Como puede verse en III.3.3., la limpieza elegida dependerá del estado de la plaqueta.

ii) Producción de gases.

Se ha constatado a lo largo de cada oxidación la creación de gases (burbujas), dependiendo la cantidad producida de la intensidad de corriente y del envejecimiento del baño.

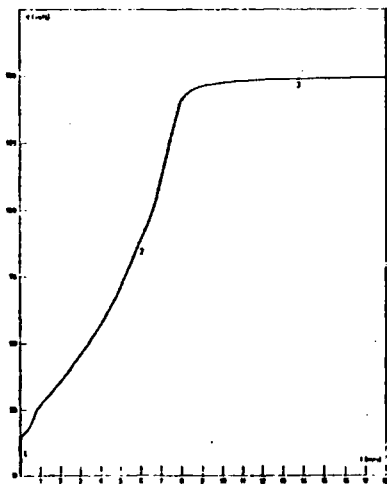


Fig.: 4.13. Registro de la tensión en los bornes de la célula de Oxidación Anódica en función del tiempo de oxidación.

iii) Registro de la tensión en los bornes de la célula.

El registro de la tensión permite ver el desarrollo de la oxidación. Una evolución normal tiene el aspecto de la curva de la Fig. 4.13. Si aparecen anomalías en esta curva es porque el proceso no se ha desarrollado normalmente. Así, si comienza la oxidación y no se mueve el -rotulador es porque existe un corto entre el + y el -. Si, por el contrario, se desplaza al máximo de tensión se tendrá un circuito abierto. Los problemas de limpieza, por su parte, hacen que la oxidación se realice en mucho menos tiempo del normal y sea por tanto de peor calidad.

C.- Medidas sobre plaquetas oxidadas.

i) Medida del espesor de óxido formado.

Una vez realizada la oxidación se protege una parte de la plaqueta con apizeina y se ataca la parte libre con "KNET" que elimina el óxido visible. Posteriormente se elimina la apizeina introduciendo la plaqueta sucesivamente en tricloretileno, acetona y agua. En la separación entre Si y el SiO_2 queda un escalón del espesor del óxido. Este escalón, cuya altura varía de 1000 Å a 1200 Å, puede medirse con toda precisión en el TALISTEP que posteriormente se describirá.

ii) Cantidad de Si eliminado.

El espesor de óxido formado no es igual al espesor de Si desaparecido. Uno y otro vienen relacionados por la fórmula [58]:

$$\text{Espesor SiO}_2 \times F = \text{Espesor Si} \quad (4.17)$$

Donde a F suele asignársele el valor $F = 0.425$. (Aunque en [58] podemos ver que este valor de F es en realidad variable con el espesor de óxido formado).

IV.4.2.2. Medida de espesores con el TALISTEP.

El TALISTEP es un instrumento de aguja diseñado con el propósito de poder medir espesores muy pequeños. Es en realidad un rugosímetro que detecta los accidentes con que se encuentra la aguja a lo largo de su recorrido. Los movimientos verticales de la aguja son amplificados electrónicamente y representados gráficamente en la escala conveniente.

La superficie debe ser lisa comparada con el espesor que queremos medir, pues una rugosidad en superficie de magnitud comparable al espesor haría a este no diferenciable.

El TALISTEP, como puede apreciarse en la Lámina IX, consta de cuatro unidades independientes y que son:

1) Unidad de medida:

Toda ella va montada sobre una plataforma antivibratoria y consta fundamentalmente de una base y columna, un tablero micrométrico de desplazamiento xy, un porta-agujas y un mecanismo de conducción.

75/60

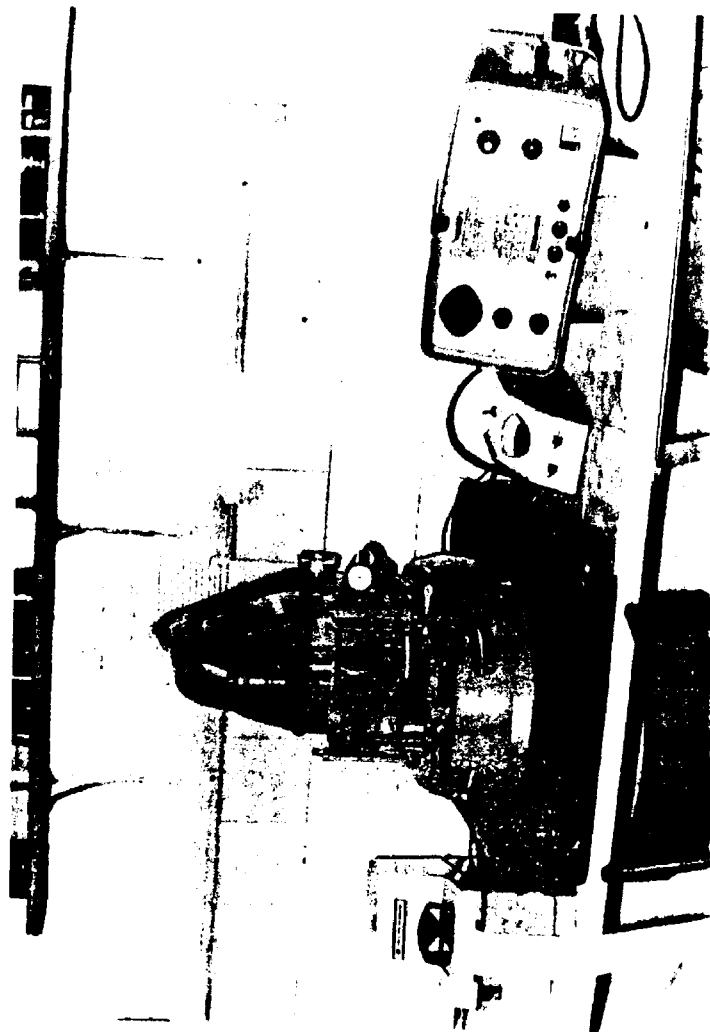


Figure 4N

ii) Unidad electrónica.

Esta unidad está totalmente transistorizada y tiene como función básica la amplificación de la señal.

iii) Unidad de barrido.

Desde ella se dirige el barrido de la aguja sobre la muestra y se observan las variaciones verticales amplificadas.

iv) Unidad de registro.

Registra en papel milimetrado las variaciones verticales amplificadas.

Para la realización de la medida han de seguirse los siguientes pasos:

- Se coloca la muestra y se busca la planeidad.
- Se realiza la medida y se registra.

IV.5. RESULTADOS OBTENIDOS.

Veremos qué concentraciones superficiales hemos obtenido, (variando la temperatura o flujo de la fuente dopante y el flujo de los gases transportadores), en cada tipo de dopante y, sobre todo, qué perfil de difusión se ha obtenido en cada caso. Como nuestro principal objetivo es obtener un perfil de difusión $erfc$ (pues las difusiones se han realizado en una sola fase), vamos a dar, además del perfil de difusión, las cur

vas $x_j = f(\sqrt{t})$ y $1/\rho_g = f(\sqrt{t})$. En efecto, lo haremos así porque, dado que el método de la resistividad para la obtención de perfiles de difusión está sujeto a fuertes errores en la medida de cada punto ($\Delta\rho/\rho$ puede ser hasta 0'2), conviene apoyarse en algo más para ver si realmente una difusión es erfc. Y, como puede verse en [59], si las representaciones de $x_j = f(\sqrt{t})$ y $1/\rho_g = f(\sqrt{t})$ son rectas que pasan por el origen, puede afirmarse que son en efecto perfiles erfc.

IV.5.1. Concentraciones superficiales.

Aprovechando que se han manejado cuatro tipos de fuentes dopantes, se tratará de conseguir con ellas concentraciones superficiales diferentes.

Con el Siodop B-430 y las plaquetas de NB se han obtenido dopages fuertes (de $2 \cdot 10^{20}$ a $5 \cdot 10^{20}$, dependiendo de la temperatura de difusión).

Con el B_2O_3 se obtuvieron dopages medios (de $5 \cdot 10^{17}$ a $5 \cdot 10^{18}$), aunque, por supuesto, también se pueden alcanzar altos o bajos, variando la temperatura del B_2O_3 . Pero una vez obtenida la curva de calibrado del dopage superficial en función de la temperatura del B_2O_3 , se fijó la temperatura del dopante en 650°C , con lo que se obtuvo una concentración superficial de $C_g \approx 10^{18}$ at/cm³.

Con el Cl_3B se trató de conseguir dopages bajos. Al final, el dopage superficial que se obtuvo para las difusiones fue de $C_g \approx 5 \cdot 10^{16}$ at/cm³, para un flujo de Cl_3B de 30 p.p.m.

IV.5.2. Difusiones con Siodop B-430.

En las difusiones en las que se empleó el N_2 como gas inerte, apareció, como ya se ha indicado, un compuesto azulado negruzco en la superficie que, según podemos ver en el artículo de Domínguez y Col. [60], es Nitruro de Boro.

Para eliminar esta capa superficial de Nitruro de Boro se probaron los siguientes ataques:

- i) $ClH + FH$ a partes iguales.
- i2) $ClH + NO_3H$ " "
- i3) ClH solo
- i4) FH "

Después de cuatro días de ataque la capa azulada sigue intacta en todos los casos.

Se probó después el ataque decapante del Silicio (ver III.3.3.3.) que, si bien se comía la cara posterior de la plaqueta, debaja inalterado - el Nitruro de Boro al menos en los 10 minutos en que se tuvo en el reactivo.

Para eliminar la capa se acudió entonces a oxidarla por Oxidación Anódica y atacar el óxido formado con la "KNET". Cabe preguntarse si por este método la capa eliminada coincide exactamente con la capa de Nitruro de Boro o si también se ha decapado algo de Silicio. Como no se

conoce el espesor de la capa azulada superficial es posible que sí se haya eliminado alguna capa de Silicio, pero, en todo caso, no puede ser superior a 200 ó 300 Å lo que, comparado con las uniones profundas realizadas, supone solo una pequeña parte de la capa difundida.

Como la eliminación del Nitruro de Boro supondría una manipulación más en el proceso, se optó por cambiar, como también se ha citado ya, de gas inerte introduciendo Argón en lugar de Nitrógeno, para todas las difusiones futuras a realizar.

IV.5.2.1. Perfil de difusión.

Se realizaron varios perfiles de difusión obteniéndose en todo caso, - como puede verse en el ejemplo representativo de la Fig. 4.14 de la difusión a $T = 1200^{\circ}\text{C}$ y $t = 24$ horas, resultados muy diferentes a una función erfc que cabría esperar de la teoría. La gaussiana, aunque va mejor, está también muy distante de la curva real.

Cabe hacer diversas hipótesis sobre esta distribución anómala de impurezas. Consideremos primeramente que las medidas de resistividad solo pueden detectar los átomos ionizados. Mackawa [61] calculó la fracción de átomos ionizados y comprobó que esta es tanto menor cuanto mayor es la concentración, con lo que a fuertes concentraciones de impurezas - una parte no sería detectada por este método. Parece ser también que, siguiendo a Nicholas [62], el pulido mecánico provoca una difusión anormalmente rápida. Las concentraciones elevadas, que es el caso que nos ocupa, dan además en todo caso, como es bien sabido, anomalías impor-

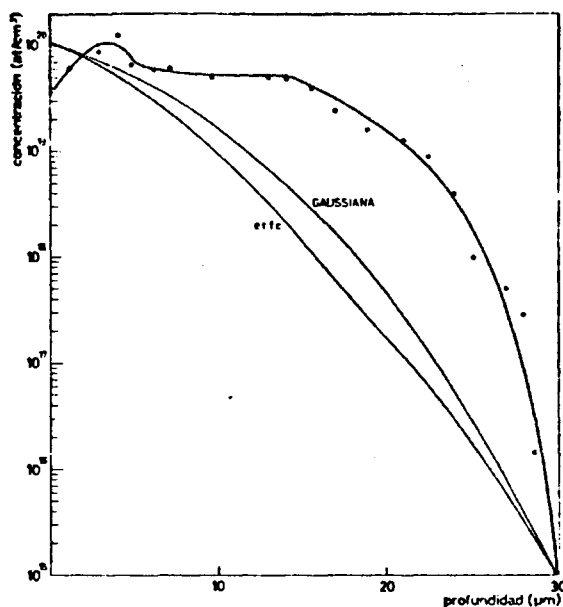


Fig.: 4.14. Perfil de difusión para el caso de pintura dopante B-430.
 $T = 1.200^{\circ}\text{C}$ y $t = 24$ horas.

tantes. Y otro argumento muy esgrimido [63] es que el coeficiente de difusión D aumenta con la concentración.

Por nuestra parte, vamos a suponer que, debido a la alta concentración en superficie y al mucho tiempo de difusión, la fuente dopante ha "penetrado" en el interior con lo que obtendríamos un "origen desplazado". En la Fig. 4.15 se hace una representación del perfil donde el nuevo origen estaría situado a $15\text{ }\mu\text{m}$. considerando que entre los dos orígenes hay una concentración constante aproximadamente igual a la superfi

cial. En ella puede verse que, ni aun tomando el nuevo origen a una profundidad de la mitad de la difusión, el perfil se ajusta a una de las funciones de distribución teóricas. Puede darse por definitivo entonces que, en este caso, no se ha obtenido un perfil erfc.

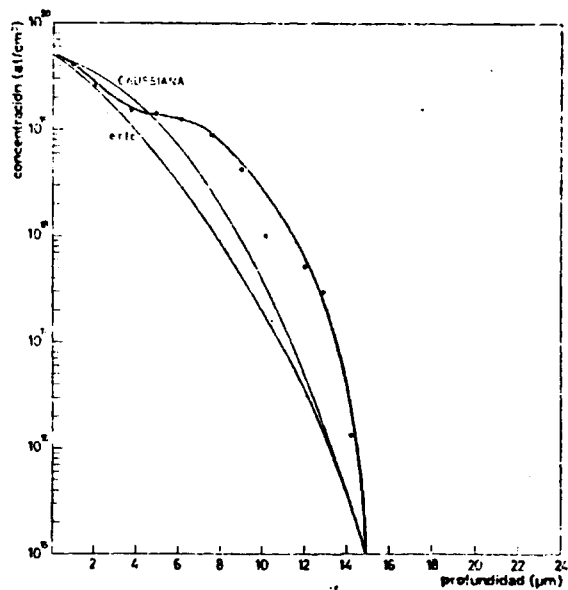


Fig.: 4.15. Perfil de difusión para el caso de pintura dopante B-430. - $T = 1.200^{\circ}\text{C}$ y $t = 24$ horas y considerando un "origen desplazado" $15\text{ }\mu\text{m}$ hacia el interior de la plaqueta.

IV.5.3. Difusiones con plaquetas de Nitruro de Boro.

El Nitruro de Boro ha sido la fuente utilizada para la obtención de difusiones poco profundas (inferiores a $1\text{ }\mu\text{m}$). Por eso los tiempos y -

las temperaturas de difusión serán más bajas que los manejados para -
las otras fuentes dopantes.

IV.5.3.1. Perfil de difusión.

En la Fig. 4.16 puede verse el perfil de difusión de una plaqueta de -
 $x_j = 0.5 \mu\text{m}$. Como puede observarse, hay alguna anomalía al principio
de la curva, pero luego sigue bastante bien a una erfc. Esto es debi-
do a que las concentraciones superficiales siguen siendo tan altas co-

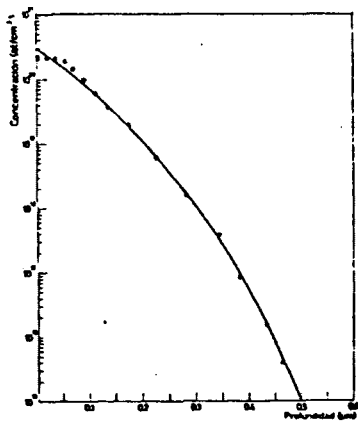


Fig.: 4.16. Perfil de difusión cuando se utiliza como dopante plaquetas
de nitruro de boro. $T = 1.000^{\circ}\text{C}$, $t = 1$ hora.

mo en el caso de la pintura dopante lo que puede explicar las anomalías
del principio según los argumentos utilizados en IV.5.2.1., pero, sin

embargo, la profundidad de difusión es mucho menor, lo que hace que termine según una erfc.

IV.5.3.2. Trazado de la profundidad de difusión en función del tiempo.

En la Fig. 4.17 se da la profundidad de difusión x_j en función de la raíz cuadrada del tiempo t para tres temperaturas diferentes. Se obtienen rectas que pasan por el origen y podrá ponerse por lo tanto:

$$x_j = \lambda(T) \sqrt{t} \quad (4.18)$$

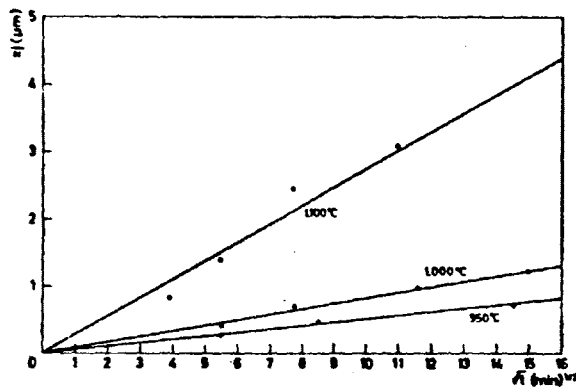


Fig.: 4.17. Profundidad de difusión en función de la raíz cuadrada del tiempo en difusiones con plaquetas de nitruro de boro y para tres temperaturas: 1100°C, 1000°C y 950°C.

donde $\lambda(T)$, cuyas dimensiones son $\mu\text{m}/\text{min}^{1/2}$, es una función de la temperatura absoluta. En la Fig. 4.18 se representa semilogarítmicamente $\lambda(T)$ en función de $1/T$ y vuelve a obtenerse una recta, de pendiente negativa, luego se tendrá:

$$\lambda(T) = A \exp\left(-\frac{B}{T}\right) = A \exp\left(-\frac{E_a}{2KT}\right) \quad (4.19)$$

donde $A = 1'23 \cdot 10^5$, $B = 17880$ y $E_a = 3'1$ eV.

luego la profundidad de difusión en función de la temperatura y tiempo podría expresarse como:

$$x_j = 1'23 \cdot 10^5 \exp\left(-\frac{3'1}{2KT}\right) \sqrt{t} \quad (4.20)$$

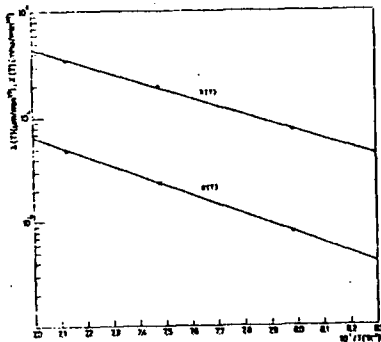


Fig.: 4.18. Representación de $\lambda(T)$ y $\lambda'(T)$ en función del inverso de la temperatura en difusiones con plaquetas de nitruro de boro.

con x_j en micras, t en minutos y T en grados Kelvin.

IV.5.3.3. Trazado de la conductividad en función del tiempo.

En la Fig. 4.19 representamos $1/\rho_s$ en función de la raíz cuadrada del tiempo para las tres temperaturas del punto anterior. De nuevo se obtiene una recta que pasa por el origen para cada una de las temperaturas, luego:

$$1/\rho_s = \lambda'(T) \sqrt{t} \quad (4.21)$$

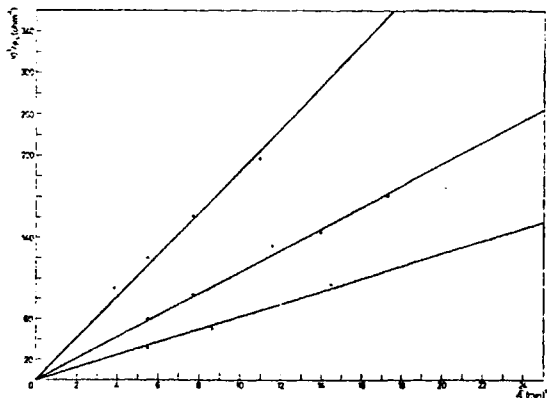


Fig.: 4.19. Conductividad superficial en función de la raíz cuadrada del tiempo en difusión con plaquetas de nitruro de boro para tres temperaturas 1.100°C, 1.000°C y 950°C.

Si representamos ahora semilogarítmicamente $\lambda'(T)$, con dimensiones $\text{mho}/\text{min.}^{1/2}$, en función de $1/T$ (ver Fig. 4.18), se obtiene una recta - de nuevo, lo que indica que:

$$\lambda'(T) = A' \exp \left(- \frac{B'}{T} \right) = A' \exp \left(- \frac{E'_a}{2KT} \right) \quad (4.22)$$

donde $A' = 1'16 \cdot 10^4$ y $E'_a = 3'1 \text{ eV}$.

y representando la conductividad superficial en función de la temperatura y el tiempo se podrá poner como:

$$1/\rho_s = 1'16 \cdot 10^4 \exp \left(- \frac{3'1}{2KT} \right) \sqrt{t} \quad (4.23)$$

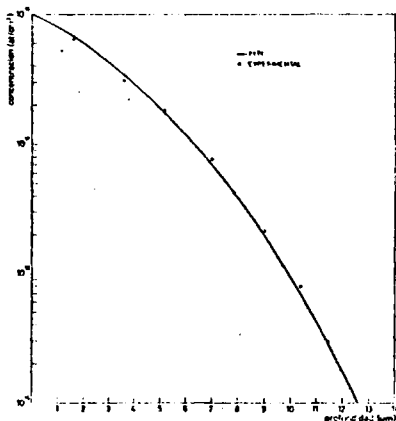


Fig.: 4.20. Perfil de difusión para una plaqueta que ha sido difundida con B_2O_3 durante 24 horas a 1.200°C .

IV.5.4. Difusiones con B_2O_3 .

IV.5.4.1. Perfil de difusión.

En la Fig. 4.20 puede verse el perfil de difusión para una plaqueta - que ha sido difundida durante 24 horas a 1200°C . Como puede apreciarse, ahora la curva experimental sí tiene una buena aproximación a la - teórica, ajustándose mucho a una erfc. Representamos por lo tanto a - continuación $x_j = f(\sqrt{t})$ y $1/\rho_s = f(\sqrt{t})$ para ver si es efectiva- mente erfc.

IV.5.4.2. Trazado de la profundidad de difusión en función del tiempo.

En la Fig. 4.21 se tiene la profundidad de difusión x_j en función de -

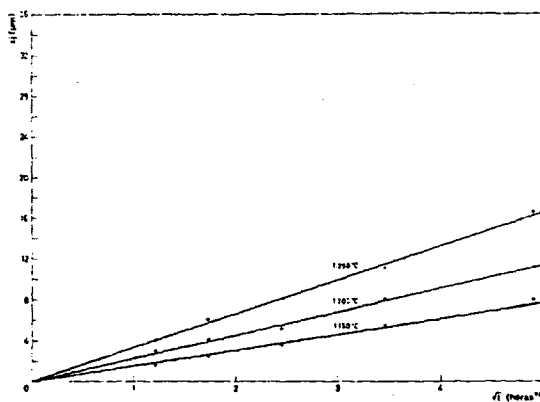


Fig.: 4.21. Profundidad de difusión en función de la raíz cuadrada del tiempo para temperaturas de 1.150 , 1.200 y 1.250°C .

la raíz cuadrada del tiempo t para tres temperaturas diferentes 1150, 1200 y 1250°C. Como puede verse, se obtiene una recta que pasa por el origen para cada temperatura. Podrá ponerse entonces:

$$x_j = \lambda(T) \sqrt{t} \quad (4.24)$$

donde $\lambda(T)$ depende de la temperatura y viene dado por la pendiente de la recta. Sus dimensiones son $\mu\text{m}/\text{hora}^{1/2}$. Si se representa ahora en escala semilogarítmica $\lambda(T)$ en función $1/T$, como se hace en la Fig. 4.22, vuelve a obtenerse otra recta (de pendiente negativa), lo que pone de manifiesto que $\lambda(T)$ sigue la ley exponencial:

$$\lambda(T) = A \exp\left(-\frac{E_a}{2KT}\right) \quad (4.25)$$

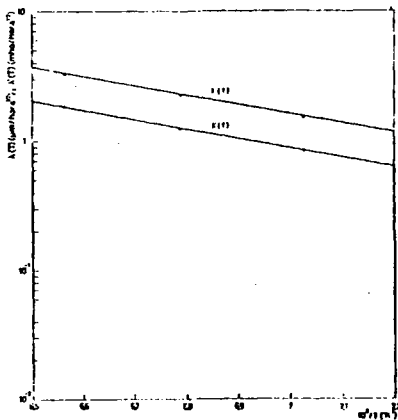


Fig.: 4.22. Representación de $\lambda(T)$ y $\lambda'(T)$ en función del inverso de la temperatura en difusiones de B_2O_3 .

donde $A = 1'67 \cdot 10^5$ y $E_a = 2,95$ eV.

por lo que la fórmula experimental de la profundidad de difusión en función de la temperatura y tiempo será:

$$x_j = 1'67 \cdot 10^5 \exp \left(- \frac{2'95}{2KT} \right) \sqrt{t} \quad (4.26)$$

donde x_j viene en micras, T en grados Kelvin y t en horas.

IV.5.4.3. Trazado de la conductividad en función del tiempo.

La representación de la conductividad superficial en función de la raíz cuadrada del tiempo sale de nuevo una recta para cada temperatura, Fig. 4.23, y, por tanto, de nuevo podremos escribir:

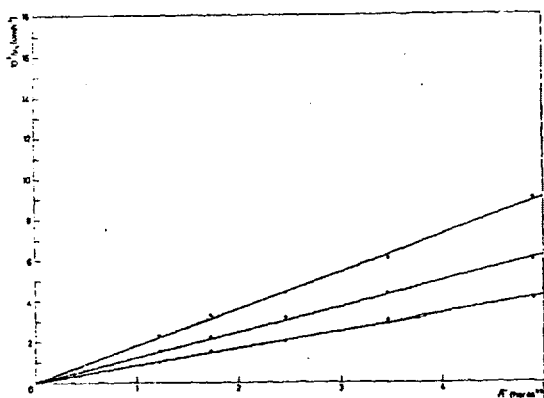


Fig.: 4.23. Conductividad superficial en función de la raíz cuadrada del tiempo en difusiones con B_2O_3 y para 1.150, 1.200 y 1.250°C.

$$1/\rho_s = \lambda'(T) \sqrt{t} \quad (4.27)$$

donde las dimensiones de $\lambda'(T)$ son $\text{mho/hora}^{1/2}$.

La representación semilogarítmica de $\lambda'(T)$ en función de T sale ahora también una recta, Fig. 4.22, por lo que podremos escribir otra vez:

$$\lambda'(T) = A' \exp \left(- \frac{E'_a}{2KT} \right) \quad (4.28)$$

con $A' = 1'54 \cdot 10^2$ y $E'_a = 3 \text{ eV}$.

con lo que la dependencia del tiempo y temperatura de $1/\rho_s$ podrá expresarse por:

$$1/\rho_s = 1'54 \cdot 10^2 \exp \left(- \frac{3}{2KT} \right) \sqrt{t} \quad (4.29)$$

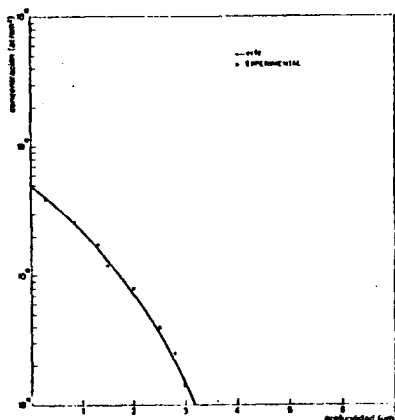


Fig.: 4.24. Perfil de difusión para una difusión con Cl_3B a $T = 1.200^\circ\text{C}$ y $t = 6$ horas.

IV.5.5. Difusiones con Cl_3B .

IV.5.5.1. Trazado del perfil de difusión.

Un ejemplo de perfil de difusión para el caso del Cl_3B lo tenemos en la Fig. 4.24 donde se puede apreciar una buena aproximación a la función erfc para esta plaqueta sometida a 6 horas de difusión a 1200°C de temperatura.

Tracemos no obstante como antes $x_j = f(\sqrt{t})$ y $1/\rho_s = f(\sqrt{t})$ para poder afirmar rotundamente que sea una erfc .

IV.5.5.2. Trazado de la profundidad de difusión en función del tiempo.

La Fig. 4.25 da, como en casos anteriores, la profundidad de difusión

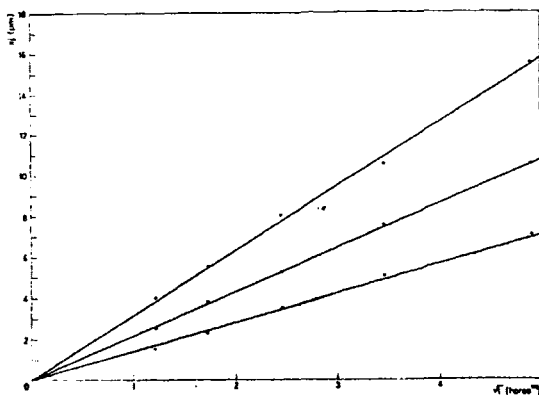


Fig.: 4.25. Profundidad de difusión en función de la raíz cuadrada del tiempo para difusiones de Cl_3B y temperaturas de 1.150°C , 1.200°C y 1.250°C .

x_j en función de la raíz cuadrada del tiempo t , obteniéndose igualmente una recta que pasa por el origen para cada temperatura T . Luego:

$$x_j = \lambda(T) \sqrt{t} \quad (4.30)$$

Si se representa de nuevo semilogarítmicamente $\lambda(T) = f(1/T)$ vuelve a salir otra recta (Fig. 4.26) que nos hace concluir que:

$$\lambda(T) = A \exp \left(- \frac{E_a}{2RT} \right) \quad (4.31)$$

donde $A = 3'6 \cdot 10^5$ y $E_a = 3'05$ eV.

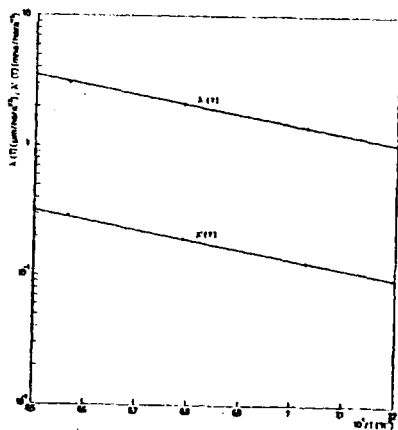


Fig.: 4.26. Representación de $\lambda(T)$ y $\lambda'(T)$ en función del inverso de la temperatura en difusiones de Cl_3B .

luego la fórmula experimental que, para el Cl_3B a la concentración de trabajo, da la profundidad de difusión x_j en función de la temperatura y tiempo de difusión será:

$$x_j = 3'6 \cdot 10^5 \exp \left(- \frac{3'05}{2KT} \right) \sqrt{t} \quad (4.32)$$

IV.5.5.3. Trazado de la conductividad superficial en función del tiempo.

Como en casos anteriores y como podemos ver en la Fig. 4.27, $1/\rho_s$ en función de la raíz cuadrada del tiempo es una recta que pasa por el origen, luego:

$$1/\rho_s = \lambda'(T) \sqrt{t} \quad (4.33)$$

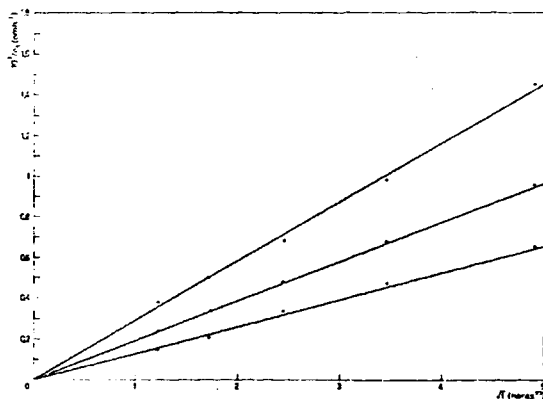


Fig.: 4.27. Conductividad superficial en función de la raíz cuadrada del tiempo en difusiones de Cl_3B para temperaturas de 1.150, 1.200 y 1.250°C.

Si representamos semilogarítmicamente $\lambda'(T) = f(1/T)$ (Fig. 4.26) de nuevo nos encontramos con una recta, luego:

$$\lambda'(T) = A' \exp \left(- \frac{E'_a}{2KT} \right) \quad (4.34)$$

siendo en este caso $A' = 25.7$ y $E'_a = 3$ eV.

y la conductividad experimental para el Cl_3B en las condiciones del experimento en función de la temperatura y tiempo

$$1/\rho_s = 25.7 \exp \left(- \frac{3}{2KT} \right) \sqrt{t} \quad (4.35)$$

IV.5.6. Conclusiones.

Como ha podido observarse, para todos los casos $E_a \sim 3$ eV. Esto está de acuerdo con los resultados obtenidos en [64].

Se ha conseguido igualmente obtener una distribución erfc en los casos del NB, B_2O_3 y Cl_3B que era uno de los objetivos que nos habíamos propuesto. Dado que en estos tres casos se conoce el perfil de difusión de forma analítica, serán los dopantes que se utilizarán en la realización de los dispositivos, el NB en fuertes dopages, el B_2O_3 en medios dopages, y el Cl_3B para bajos dopages.

V. TEORIA

V.1. CARACTERISTICAS CORRIENTE-VOLTAJE CUANDO NO SE CONSIDERAN EFECTOS DE ALTOS CAMPOS.

V.1.1. Caso ideal

A la hora de establecer la característica corriente-tensión en el caso de una unión ideal, se va a partir, siguiendo a W. Shockley [1], de las siguientes suposiciones:

- i) Aproximación abrupta
- ii) Aproximación de Boltzman
- iii) Baja inyección (la densidad de portadores minoritarios inyectados es pequeña comparada con la densidad de portadores mayoritarios).
- iv) No existe generación ni recombinación en la región de barrera (la corriente de portadores es constante en esta región).

En caso de equilibrio térmico, las relaciones de Boltzman que dan n (densidad de electrones en la banda de conducción), y p (densidad de huecos en la banda de valencia) vienen dadas por [1]:

$$n = n_i \cdot \exp\left(\frac{\epsilon_F - \epsilon_i}{KT}\right) = n_i \cdot \exp\left(\frac{q(\phi_i - \phi_F)}{KT}\right) \quad (5.1)$$

$$p = n_i \cdot \exp\left(\frac{\epsilon_i - \epsilon_F}{KT}\right) = n_i \cdot \exp\left(\frac{q(\phi_F - \phi_i)}{KT}\right) \quad (5.2)$$

donde ϵ_F y ϵ_i son las energía del nivel de Fermi y del nivel intrínseco y ϕ_F y ϕ_i sus potenciales correspondientes. Los primeros y los segundos están relacionados por $\phi_F = -\epsilon_F/q$, $\phi_i = -\epsilon_i/q$.

Si se multiplican las dos expresiones dadas en (5.1) y (5.2), resulta - que, para el caso de equilibrio térmico que se está considerando,

$$n \cdot p = n_i^2 \quad (5.3)$$

En la Fig. 5.1 puede verse la distribución de bandas de energía en el caso de equilibrio térmico en ausencia de polarización exterior que es tamos tratando.

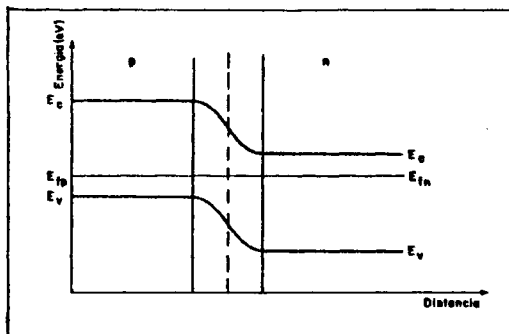


Fig.: 5.1. Distribución de bandas de energía en el caso ideal en ausencia de polarización.

Cuando se aplica un potencial a la unión, van a variar las densidades de portadores minoritarios a los lados de la misma, por lo que el pro

ducto de n por p no tiene por qué ser n_i^2 , es decir:

$$n \cdot p \neq n_i^2 \quad (5.4)$$

La aplicación de un voltaje exterior va a modificar el nivel de Fermi, pero no el nivel intrínseco. Vamos a definir los cuasi-niveles de Fermi de electrones y huecos de la siguiente forma:

$$n = n_i \cdot \exp\left(\frac{q(\phi_i - \phi_n)}{KT}\right) \quad (5.5)$$

$$p = n_i \cdot \exp\left(\frac{q(\phi_p - \phi_i)}{KT}\right) \quad (5.6)$$

En la Fig. 5.2 puede verse la configuración de bandas de energía para el caso de un potencial aplicado.

Si se multiplican ahora las dos expresiones (5.5) y (5.6), resulta que, para el caso de un potencial aplicado V ,

$$n \cdot p = n_i^2 \cdot \exp\left(\frac{q(\phi_p - \phi_n)}{KT}\right) = n_i^2 \cdot \exp\left(\frac{qV}{KT}\right) \quad (5.7)$$

ya que, como puede verse en la Fig. 5.2,

$$V = \phi_p - \phi_n \quad (5.8)$$

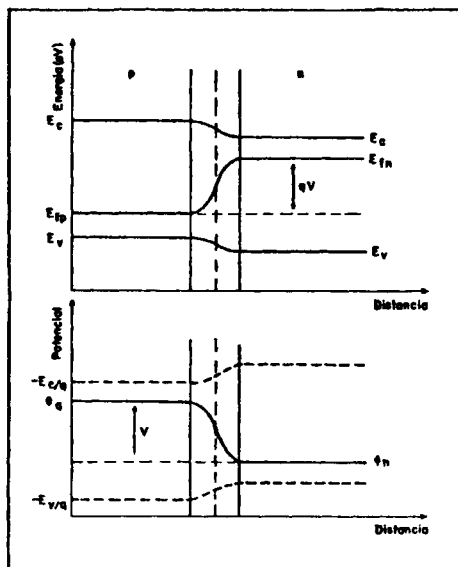


Fig.: 5.2. Distribución de bandas de energía y cuasi-niveles de Fermi en el caso ideal cuando se aplica una polarización V .

La densidad de corriente, por otra parte, viene dada como suma de una corriente de arrastre, debida al campo y otra de difusión, debida al - gradiente de portadores. Se tendrá pues que, para los electrones,

$$\vec{J}_n = qn\mu_n \vec{E} + qD_n \vec{\nabla} n \quad (5.9)$$

y para los huecos:

$$\vec{J}_p = qp\mu_p \vec{E} - qD_p \vec{\nabla} p \quad (5.10)$$

pero, dado que el campo es el gradiente del potencial cambiado de signo y que la relación de Einstein dice que $D_{n,p} = \mu_{n,p} \cdot KT/q$, se tiene:

$$\vec{J}_n = qn\mu_n(-\vec{\nabla}\phi_i) + q\mu_n \frac{KT}{q} \left[\frac{qn}{KT} (\vec{\nabla}\phi_i - \vec{\nabla}\phi_n) \right] = -qn\mu_n \vec{\nabla}\phi_n \quad (5.11)$$

e igualmente:

$$\vec{J}_p = -qp\mu_p \vec{\nabla}\phi_p \quad (5.12)$$

De (5.11) y (5.12), vemos que las densidades de electrones y huecos son proporcionales a los gradientes de ϕ_n y ϕ_p . Por eso, en el caso de equilibrio térmico en el que $\phi_n = \phi_p = \phi_F = C^{te}$, se tiene que $J_n = J_p = 0$.

De la ecuación (5.7), puede ponerse, por otra parte:

$$n_n p_n = n_i^2 e^{qV/KT} \quad (5.13)$$

$$n_p p_p = n_i^2 e^{qV/KT} \quad (5.14)$$

Con estas ecuaciones se pueden dar las densidades de los portadores minoritarios en las fronteras de la zona de transición, que servirán como condiciones de contorno en la ecuación de continuidad.

Así, en la frontera del lado n, ($x = x_n$):

$$p_n = \frac{n_i^2}{n_n} e^{qV/KT} = p_{no} e^{qV/KT} \quad (5.15)$$

e igualmente en la frontera del lado p, ($x = -x_p$):

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} e^{qV/KT} = n_{po} e^{qV/KT} \quad (5.16)$$

donde p_{no} y n_{po} son las densidades de huecos del lado n y de electrones del lado p, en el caso de equilibrio.

La ecuación de continuidad, para el caso de débil inyección supuesto, - es, para los electrones del lado p:

$$-\frac{n_p - n_{po}}{\tau_n} - \mu_n E \frac{\partial n_p}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} = 0 \quad (5.17)$$

En la región neutra, donde $E = 0$, la ecuación se reduce a:

$$\frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} - \frac{n_p - n_{po}}{D_n \tau_n} = 0 \quad (5.18)$$

La solución de esta ecuación con la condición límite (5.16) antes vista y con:

$$n_p = n_{po} \quad \text{para } x = \infty \quad (5.19)$$

es:

$$n_p - n_{po} = n_{po} (e^{qV/KT} - 1) \cdot e^{-\left(\frac{x - x_p}{L_n}\right)} \quad (5.20)$$

donde:

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \quad (5.21)$$

y, en $x = -x_p$, la corriente de electrones será:

$$J_n = qD_n \left. \frac{\partial n_p}{\partial x} \right|_{x_p} = \frac{q D_n n_{p0}}{L_n} (e^{qV/KT} - 1) \quad (5.22)$$

e igualmente en $x = x_n$ la corriente de huecos será:

$$J_p = -q D_p \left. \frac{\partial p_n}{\partial x} \right|_{x_n} = \frac{q D_p p_{n0}}{L_p} (e^{qV/KT} - 1) \quad (5.23)$$

La corriente total será la suma de las corrientes debida a los electrones y huecos:

$$J = J_n + J_p = J_s (e^{qV/KT} - 1) \quad (5.24)$$

donde:

$$J_s = \frac{q D_n n_{p0}}{L_n} + \frac{q D_p p_{n0}}{L_p} = \frac{q D_n n_i^2}{p_p L_n} + \frac{q D_p n_i^2}{n_n L_p} \quad (5.25)$$

La ecuación (5.24) da la relación corriente-voltaje para un diodo ideal que, para el caso de $V \gg KT/q$, se convierte en:

$$J = q \left(\frac{D_n}{p_p L_n} + \frac{D_p}{n_n L_p} \right) n_i^2 \cdot e^{qV/KT} \quad (5.26)$$

V.1.2. Caso de existir generación-recombinación en la zona de transición

Como puede verse en [65], el valor de la recombinación viene dado por:

$$U = \frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} N_t n_i^2 \exp\{(qV/KT) - 1\}}{\sigma_n (n + n_i \exp\{(\epsilon_t - \epsilon_i)/KT\}) + \sigma_p (p + n_i \exp\{(\epsilon_i - \epsilon_t)/KT\})} \quad (5.27)$$

donde n y p son las densidades de electrones y huecos, ϵ_t y ϵ_i son las energías del nivel de los centros de recombinación y nivel de Fermi in-

trínseco respectivamente, N_t es la concentración de los centros de recombinación, v_{th} es la velocidad térmica de los portadores y σ_n y σ_p son las secciones eficaces de captura de los centros de recombinación para electrones y huecos.

Dado que los centros de recombinación están localizados en su mayor parte en las proximidades del centro de la banda prohibida, podrá tomarse $\xi_t = \xi_i$. Si, además, por razones de simplicidad, se hace $\sigma_n = \sigma_p = \sigma$, la ecuación (5.27) toma la forma:

$$U = \sigma v_{th} N_t \frac{n_i^2 (e^{qV/KT} - 1)}{n + p + 2n_i} \quad (5.28)$$

Para que U sea máximo, la suma de las concentraciones de electrones y huecos ($p + n$) ha de ser mínima. Teniendo en cuenta que $p \cdot n = C^{te}$, la condición de mínimo, $d(n + p) = 0$, lleva a:

$$dp = -dn = \frac{pn}{p^2} dp \quad (5.29)$$

lo que implica que:

$$p = n \quad (5.30)$$

Esta igualdad es la condición para obtener el mínimo y se cumplirá en la zona de transición donde ϕ_i esté en el centro de los cuasi-niveles de Fermi, es decir, $\phi_i = (\phi_n + \phi_p)/2$

De todo lo dicho resulta que (5.28) toma la forma:

$$U_{\text{máx}} = \sigma v_{\text{th}} N_t \frac{n_i^2 (e^{qV/KT} - 1)}{2n_i (e^{qV/2KT} + 1)} \quad (5.31)$$

y para el caso de $V \gg KT/q$,

$$U_{\text{máx}} = \frac{1}{2} \sigma v_{\text{th}} N_t n_i e^{qV/2KT} \quad (5.32)$$

La densidad de corriente de recombinación en la zona de transición podrá calcularse aproximadamente por:

$$J_{\text{rec}} = \int_{-W/2}^{W/2} q U dx \approx \frac{qW}{2} \sigma v_{\text{th}} N_t n_i e^{qV/2KT} \quad (5.33)$$

V.1.3. Corriente total del diodo bajo polarización directa

En V.1.1. se vió que la corriente directa, en las condiciones ideales allí expuestas, venía dada, para el caso de $V \gg KT/q$, por:

$$J_{\text{dif}} = q \left(\frac{D_n}{p_p L_n} + \frac{D_p}{n_n L_p} \right) n_i^2 e^{qV/KT} \quad (5.34)$$

donde se la ha llamado J_{dif} por ser una corriente de difusión en las zonas neutras.

Por otra parte, en V.1.2., para el caso de existir procesos de generación-recombinación en la zona de transición, se vió que la corriente directa venía dada, también para $V \gg KT/q$, por:

$$J_{\text{rec}} = \frac{qW}{2} \sigma v_{\text{th}} N_t n_i e^{qV/2KT} \quad (5.35)$$

La corriente directa total vendrá dada por la suma de ambas corrientes:

$$J_F = q \left(\frac{D_n}{p_p L_n} + \frac{D_p}{n_n L_p} \right) n_i^2 e^{qV/KT} + \frac{qW}{2} \sigma v_{th} N_t n_i e^{qV/2KT} \quad (5.36)$$

Suele utilizarse, sin embargo, la fórmula empírica:

$$I_F \propto e^{qV/nKT} \quad (5.37)$$

donde $n = 1$ cuando predomina la corriente de difusión, $n = 2$ cuando predomina la de recombinación y $1 < n < 2$ en los casos en que ambas sean comparables.

Es importante poner de manifiesto, por lo íntimamente relacionado que está con lo que sigue, que a la n anterior se la considera variable con el voltaje (entre los valores 1 y 2 ya dichos), pero no dependiente de la temperatura. En la exponencial, la variación con la temperatura viene dada por la T de $e^{qV/nKT}$.

V.2. EFECTO DE ALTOS CAMPOS. ELECTRONES CALIENTES

V.2.1. Introducción

La respuesta de los portadores de carga a la acción de un campo externo viene dada por la "ecuación de Transporte de Boltzmann" [66].

En régimen de respuesta lineal, la densidad de corriente viene dada por la ecuación de arrastre-difusión, tal como vimos y aplicamos en V.1.1. en las ecuaciones (5.9) y (5.10).

$$\vec{J} = qn\mu\vec{E} + qD\vec{\nabla}n \quad (5.38)$$

En este caso, la movilidad μ y el coeficiente de difusión D vienen relacionados, en el equilibrio, por la ecuación de Einstein, como ya se dijo:

$$D = \mu \frac{KT}{q} \quad (5.39)$$

Si se considera un semiconductor homogéneo sobre el que no hay aplicado campo alguno, la energía cinética de los portadores se mantiene constante, moviéndose éstos con una velocidad media v_{th} invariable para cada temperatura. Si a continuación se aplica un campo, la energía cinética media de los portadores aumenta; pero, dado que también aumenta la energía cedida a la red cristalina, llega un momento en que se alcanza el equilibrio. Para cada nuevo campo se tiene una nueva energía cinética teniendo, por tanto, una proporcionalidad entre la velocidad de arrastre y el campo.

$$\vec{v}_d = \mu\vec{E} \quad (5.40)$$

donde $\mu = \mu(T)$ (concentración, T), pero es independiente del campo.

La velocidad alcanzada por los portadores debida al campo aplicado es muy pequeña comparada con la velocidad propia de éstos debida a la energía térmica. Es decir, $v_d \ll v_{th}$, lo que hace que para un gran margen de campos (que llamaremos campos bajos) el aumento de la energía cinética resulte despreciable.

Los procesos que van a permitir la cesión de energía de los electrones a la red cristalina son los llamados procesos de scattering o dispersión. Se consideran dos fundamentalmente que son las colisiones con la red y con las impurezas ionizadas (pues aunque existen otros tipos de scattering, como impurezas neutras, dislocaciones etc..., no tienen la importancia de los anteriores).

Para altas temperaturas son más importantes las colisiones con la red. Haciendo el análisis del problema desde la mecánica cuántica, se tienen dos tipos de onda. La cuantificación de las primeras, que predominan en el caso de materiales no polares (S_i , G_e , ...), da lugar a los modos acústicos de vibración y la de las segundas, predominantes en materiales polares, a los modos ópticos de vibración. Para materiales no polares (Silicio, Germanio, etc., que es nuestro caso) la dispersión con los átomos de la red da lugar fundamentalmente a los modos acústicos de vibración. Al aumentar la temperatura aumenta la excitación de los átomos y de los portadores, lo que conducirá a una disminución de la μ . Se demuestra, vease [67], que $\mu \propto T^{-3/2}$ (ver Fig. 5.3).

Para pequeñas temperaturas tiene más importancia el scattering debido a las impurezas ionizadas. Estos choques son de tipo elástico y no se pierde en ellos toda la energía (al contrario que en los anteriores). Aquí la movilidad aumenta con la temperatura [67], (ver Fig. 5.3).

Por otra parte, es obvio que la μ disminuye al aumentar la concentración de impurezas, como puede verse en [68] (Fig. 5.4).

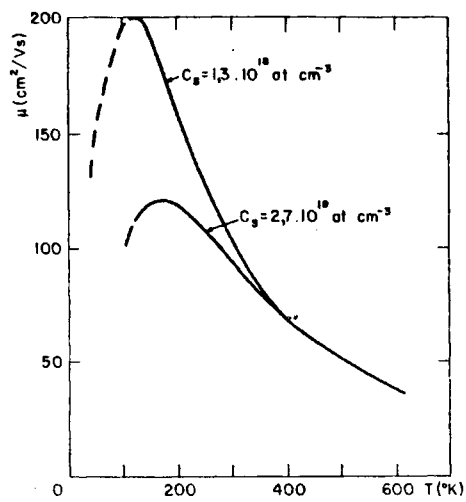


Fig.: 5.3. Movilidad de portadores en el silicio en función de la temperatura.

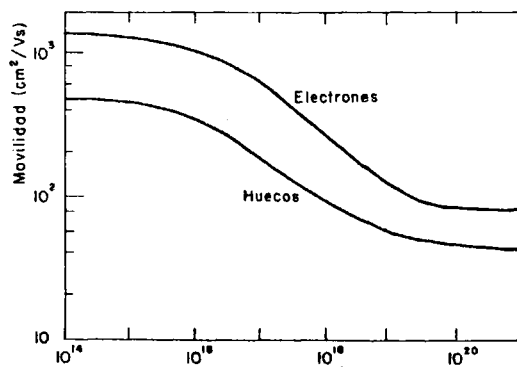


Fig.: 5.4. Movilidad de portadores en el silicio a temperatura ambiente en función de la concentración de los portadores.

V.2.2. Altos Campos

La ecuación (5.38), sin embargo, no podrá aplicarse para campos altos, ya que v_d no es una función lineal de E (y por tanto la μ de la ecuación (5.38) deja de ser una constante). La ecuación de Einstein tampoco será válida ahora.

Para resolver el problema habrá que acudir de nuevo a la ecuación de transporte de Boltzman [66] que ahora habrá de ser resuelta sin las anteriores condiciones de linealización.

Para la resolución de esta ecuación de transporte de Boltzman, es necesario conocer la estructura de bandas y los mecanismos de scattering - que gobiernan la dinámica de los portadores dentro del cristal. Esta ecuación ha sido resuelta, bajo estas condiciones, tanto analítica como numéricamente.

La resolución analítica [69] supone que los electrones tienen una distribución Maxwelliana de velocidades y temperaturas alrededor de la temperatura T_e (temperatura de electrones calientes).

Como puede verse, por ejemplo, en [70]:

$$\mu = \mu_0 \left(\frac{T}{T_e} \right)^{1/2} \quad (5.41)$$

donde μ_0 es la movilidad para campos bajos, T la temperatura de la red cristalina y T_e la temperatura de los electrones calientes.

Por otra parte, la ecuación obtenida por W. Shockley [71] para los electrones calientes fue:

$$\left(\frac{T_e}{T}\right)^2 - \frac{T_e}{T} = \frac{3\pi}{32} \left(\nu_0 \frac{E}{u}\right) \quad (5.42)$$

La resolución de la ecuación de 2º grado (5.42) lleva a:

$$\frac{T_e}{T} = \frac{1}{2} \left[1 + \left(1 + \frac{3\pi}{8} \left(\nu_0 \frac{E}{u} \right)^2 \right)^{1/2} \right] \quad (5.43)$$

Veamos seguidamente los diferentes casos particulares que pueden darse

i) Campos pequeños, tales que hagan la velocidad de arrastre ($v_d = \nu_0 E$) mucho menor que la velocidad del sonido (u).

En este caso la ecuación (5.43) puede escribirse de forma aproximada:

$$T_e \approx T \left[1 + \left(\frac{3\pi}{32} \right) \left(\nu_0 \frac{E}{u} \right)^2 \right] \quad (5.44)$$

lo que nos dice que, en este caso, T_e está muy cerca de T .

Sustituyendo (5.44) en (5.41) se tiene:

$$\nu \approx \nu_0 \left[1 - \frac{3\pi}{64} \left\{ E / \left(\frac{u}{\nu_0} \right) \right\}^2 \right] = \nu_0 [1 - \alpha E^2] \quad (5.45)$$

De (5.45) puede verse, dado que se considera el caso de $E \ll u/\mu_0$ y es $E/(u/\mu_0)$ elevado al cuadrado, que μ es independiente del campo E e igual a μ_0 .

Este comportamiento de μ ha sido comprobado experimentalmente [72].

ii) Campos altos, tales que $E \gg u/\mu_0 \rightarrow \mu_0 E \gg u$

En este caso la ecuación (5.43) toma la forma aproximada:

$$\frac{T_e}{T} = \left(\frac{32}{3\pi}\right)^{1/2} \mu_0 \frac{E}{u} \quad (5.46)$$

y sustituyendo este valor en (5.41):

$$\mu = \left(\frac{32}{3\pi}\right)^{1/4} (\mu_0 u)^{1/2} E^{-1/2} \propto E^{-1/2} \quad (5.47)$$

y, por lo tanto, la velocidad de arrastre $v_d = \mu E$ será:

$$v_d = \left(\frac{32}{3\pi}\right)^{1/4} (\mu_0 u E)^{1/2} \propto E^{1/2} \quad (5.48)$$

es decir, v_d se incrementa con $E^{1/2}$, en lugar de con E , como hacia para pequeños campos.

iii) Campos muy altos.

En este caso de campos muy altos, la ecuación (5.48) deja de ser válida por entrar en juego otro efecto. Ahora va a ser necesario (véase [73]) la consideración del scattering por modos ópticos de las vibraciones de la red. Y, en estas circunstancias y como allí puede verse, la velocidad de arrastre v_d llega a saturarse (v_s) y, por tanto, a una corriente de saturación J_s :

$$J_s = nqv_s = nq\mu E \quad (5.49)$$

y los electrones calientes llegan a un valor máximo de $T_e = 550^\circ K$.

Dado que $v_s = C^{te} = \mu E$, la movilidad en este caso será inversamente proporcional al campo. Es decir:

$$\mu \propto E^{-1} \quad (5.50)$$

Este efecto, predicho teóricamente por W. Shockley [71], fue observado experimentalmente por E.J. Ryder [74] y J.B. Gunn [75]. Este último encontró que v_s era constante entre $4,5 \cdot 10^3 V/cm$ y $9 \cdot 10^3 V/cm$.

Posteriormente vuelve a haber una subida poco pronunciada, debido a que algunos electrones alcanzan velocidades superiores a las necesarias para excitar los fonones ópticos y existe una pequeña probabilidad de - que algunos electrones alcancen mucho mayores energías en campos altos.

Por último, en campos próximos a $10^5 V/cm$ existe una ruptura por avalancha, debida a la ionización de los átomos [70].



En la Fig. 5.5 se da v_d en función del campo E , según los valores obtenidos por J.B. Gunn [75], donde n es el exponente correspondiente a una variación de la forma $v_d \propto E^n$.

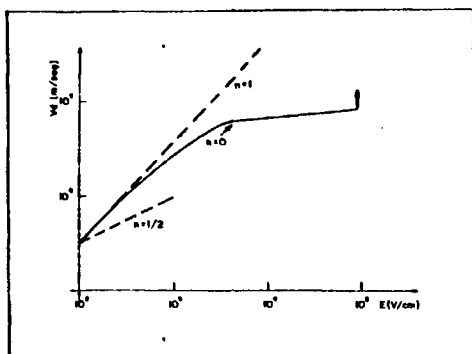


Fig.: 5.5. v_d en función del campo E , donde n es el exponente correspondiente a una variación de la forma $v_d \propto E^n$.

V.3. CARACTERISTICAS I-V BAJO ALTOS CAMPOS (EXISTENCIA DE ELECTRONES CALIENTES).

Si se tiene en cuenta la posible existencia de electrones calientes en una unión, debida a altos campos como se ha visto anteriormente, habrá que modificar la teoría que se dió en V.1.1. para el caso ideal [76].

A lo largo de la unión p-n se van teniendo campos que parten de un valor nulo en los extremos y suelen llegar en la parte central, donde se tiene la unión metalúrgica, a valores que, para un caso típico de unión abrupta de Silicio como el dado en la Fig. 5.6, pueden llegar a ser del orden de 10^4 V/cm, es decir, superiores al campo crítico E_c para el que se alcanza el valor máximo de los electrones calientes de dicho se

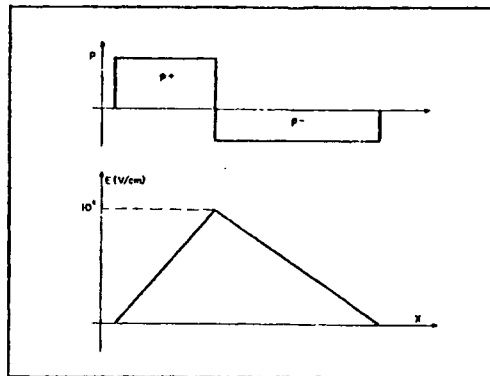


Fig.: 5.6. Valor del campo máximo en un caso típico de una unión abrupta de silicio.

miconductor. Esto indica, ver Fig. 5.7, la existencia de una zona, W_{T_0} , donde los electrones están calientes a la temperatura T_0 (temperatura máxima de los electrones calientes), que corresponden a los electrones que están sometidos a campos iguales o superiores a E_c y, a ambos lados de la primera, la existencia de otra zona, $W_{T_{int}}$, donde los electrones van progresivamente estando más fríos hasta que, enseguida y dada la rápida caída de la temperatura con el campo, se encuentran a la temperatura de la red cristalina T_{red} .

Lo anteriormente expuesto lleva a la consideración de una nueva distribución estadística, donde la exponencial $\exp(qV/KT)$ se convierte en $\exp(qV/K\bar{\theta})$, donde $\bar{\theta}$ = temperatura media que dependerá, para el caso ideal, de la temperatura de la red cristalina T_{red} (que también se designa con T simplemente) y del voltaje V aplicado (pues al modificarse V se modifica el campo y, con él, la zona en la que los electrones son calientes).

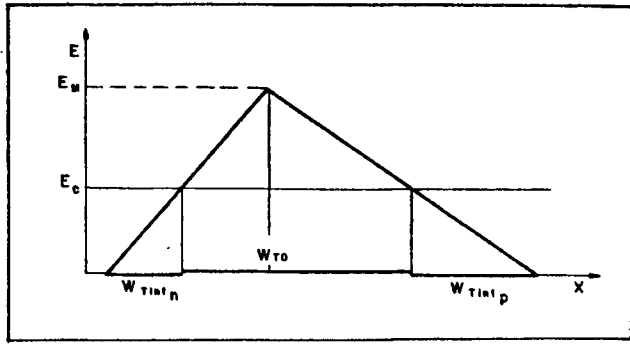


Fig.: 5.7. Esquema de las dos zonas de temperatura en la región de barrera en aproximación abrupta y para $E_{ma} > E_c$.

Para deducir la relación I-V, se sigue un proceso totalmente análogo al desarrollado en V.1.1. Así, la ecuación de continuidad para débil inyección es, para los electrones del lado p, tal como se indica en (5.17),

$$-\frac{n_p - n_{po}}{\tau_n} - u_n E \frac{\partial n_p}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} = 0 \quad (5.51)$$

y, como en la región neutra $E = 0$, se tendrá:

$$\frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} - \frac{n_p - n_{po}}{D_n \tau_n} = 0 \quad (5.52)$$

Habrá que hallar la solución de esta ecuación donde ahora las condiciones de contorno serán:

$$n_p = n_{po} e^{qV/K\bar{\theta}} \quad \text{para } x = -x_p \quad (5.53)$$

$$n_p = n_{po} \quad \text{para } x = \infty \quad (5.54)$$

llegándose a:

$$n_p - n_{po} = n_{po} (e^{qV/K\bar{\theta}} - 1) e^{-\left(\frac{x - x_p}{L_n}\right)} \quad (5.55)$$

y, en $x = -x_p$, la corriente de electrones será:

$$J_n = q D_n \left. \frac{\partial n_p}{\partial x} \right|_{-x_p} = \frac{q D_n n_{po}}{L_n} (e^{qV/K\bar{\theta}} - 1) \quad (5.56)$$

e, igualmente, en $x = x_n$, la corriente de huecos será:

$$J_p = -q D_p \left. \frac{\partial p_n}{\partial x} \right|_{x_n} = \frac{q D_p p_{no}}{L_n} (e^{qV/K\bar{\theta}} - 1) \quad (5.57)$$

La corriente total, como ya se consideró en V.1.1., será la suma de ambas

$$J = J_n + J_p = J_s (e^{qV/K\bar{\theta}} - 1) \quad (5.58)$$

donde J_s tiene el mismo valor dado en (5.25).

V.4. CALCULO DE LA TEMPERATURA MEDIA

V.4.1. Planteamiento general

Se pretende calcular el valor medio de la temperatura, $\bar{\theta}$, en la zona de transición cuando en dicha zona actúan grandes campos.

La temperatura media $\bar{\theta}$ vendrá dada por la fórmula:

$$\bar{\theta} = \frac{1}{W} \int_{-x_n}^{x_p} T dx \quad (5.59)$$

donde W es la anchura de la zona de transición, $-x_n$ y x_p sus extremos y T (θ) la temperatura en cada punto.

Para la realización de la integral es necesario poner T en función de x . Esto va a hacerse a través de los tres pasos siguientes:

$$T = T(v_d) \quad (5.60)$$

$$v_d = v_d(E) \quad (5.61)$$

$$E = E(x) \quad (5.62)$$

pues, aunque v_d también es función de la temperatura de la red, se hará para un determinado valor de esta, por ejemplo temperatura ambiente.

1) Primer paso

La ecuación que relaciona T y v_d (velocidad de arrastre o "drift" debida al campo) es [65]:

$$\frac{1}{2} m_e v_d^2 = \frac{3}{2} kT \quad (5.63)$$

donde m_e es la masa del electrón y K la constante de Boltzmann.

ii) Segundo paso

La relación entre v_d y el campo E viene dada en la Fig. 5.5 según los resultados de J.B. Gunn [75].

iii) Tercer paso

El campo E en función de x se calcula a partir de la ecuación de Poisson y teniendo en cuenta el perfil de difusión. En efecto, la ecuación de Poisson dice que:

$$\Delta V = - \frac{\rho(x)}{\epsilon} \quad (5.64)$$

donde, para una dimensión:

$$\Delta V = \frac{d^2 V}{dx^2} = - \frac{d}{dx} E = - \frac{\rho(x)}{\epsilon} \quad (5.65)$$

$$E = \int \frac{\rho(x)}{\epsilon} dx \quad (5.66)$$

y $\rho(x)$ se determina del perfil de difusión

Como consecuencia de los tres pasos anteriores, la expresión (5.59) ya será calculable convirtiéndose en:

$$\bar{\theta} = \frac{1}{W} \int_{-x_n}^{x_p} T(x) dx \quad (5.67)$$

La solución analítica de esta expresión es, sin embargo, muy difícil ya que, entre otras cosas, algunos de los pasos anteriores, como el segundo, $v_d = v_d(E)$, suele venir dado por una curva experimental. Debido a esto, lo mejor es plantearse la solución a través del cálculo numérico.

El flujo de sentencias para la solución de este problema puede verse en el ANEXO I. Con un programa de ese tipo se obtendría una $\bar{\theta}$ cada vez que se corre el programa, que correspondería a un determinado valor de la temperatura de la red cristalina, que será la temperatura ambiente en general, y a una polarización nula.

Si quiere verse el valor de $\bar{\theta}$ en función de la tensión aplicada, aunque solo sea para una temperatura de la red cristalina, el problema se complica extraordinariamente y la complicación sería aun mayor si también variase la temperatura de la red cristalina. Por eso se acude al caso de soluciones simplificadas que, además, tienen la gran ventaja de ser más intuitivas.

V.4.2. Cálculo simplificado

V.4.2.1. Unión Abrupta

Dada la complejidad de los anteriores cálculos es conveniente, como se hace con mucha frecuencia, considerar casos especiales de uniones que -

llevan a notables simplificaciones. El más importante y utilizado de todos ellos es la unión abrupta cuya representación, para el caso de equilibrio, viene dada en la Fig. 5.8 [77].

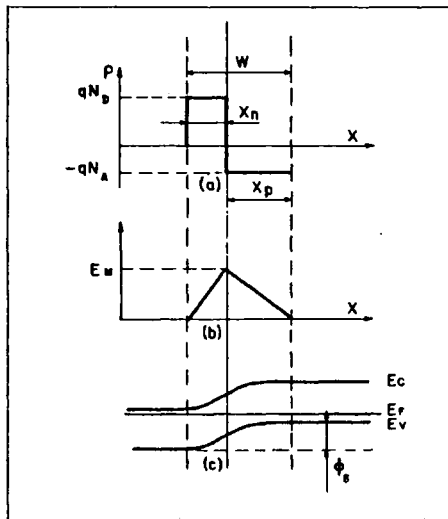


Fig.: 5.8. Ilustración esquemática de una unión abrupta en equilibrio. (a): Carga, (b): campo eléctrico y (c): distribución de potencial.

De la Fig. 5.8 (a), y para preservar la neutralidad de carga,

$$N_D X_n = N_A X_p \quad (5.68)$$

donde N_D y N_A son las concentraciones de donadores y aceptores respectivamente y X_n y X_p las anchuras de la zona de transición correspondientes a la región -n y región -p respectivamente.

De la Fig. 5.8. (b):

$$\phi_B = \frac{1}{2} E_M W \quad (5.69)$$

donde ϕ_B es la barrera total en ausencia de polarización, E_M el campo máximo y $W = X_n + X_p$ la anchura total de la región de barrera.

Como igualmente puede verse en [77] y es bien conocido, la anchura de la región de barrera en la aproximación abrupta es proporcional a la raíz cuadrada de ϕ_B , es decir:

$$W = \sqrt{\phi_B} \quad (5.70)$$

En el caso de no estar en equilibrio, es decir, cuando existe un potencial $V_a > 0$ aplicado, ha de sustituirse la ϕ_B por $\phi_B - V_a$ y la (5.69) se transforma en:

$$\phi_B - V_a = \frac{1}{2} E_{Ma} W_a \quad (5.71)$$

siendo E_{Ma} y W_a el campo máximo y la anchura de la zona de transición con tensión aplicada, donde:

$$w_a = w \frac{\sqrt{\phi_B - v_a}}{\sqrt{\phi_B}} \quad (5.72)$$

Con las fórmulas (5.71) y (5.72) podrá calcularse E_{Ma} (campo máximo para cada voltaje aplicado) supuesto conocido el potencial de barrera en equilibrio ϕ_B y la anchura de la región de barrera en ausencia de polarización w .

A partir del valor de E_{Ma} podrá calcularse el valor de la $\bar{\theta}$ en la región de barrera, que tomará diferentes valores según la aproximación tomada. Como se vió en la Fig. 5.7, había dos zonas de temperatura, la primera, que estaba bajo campos superiores a E_c , a una temperatura T_o y la segunda, que estaba bajo campos inferiores a E_c , a una temperatura intermedia entre T_o y T_{red} . Para este segundo caso cabe hacer diversas suposiciones. Una aproximación sería tomar la temperatura intermedia de la zona, T_{int} , como media aritmética de T_o y T_{red} , en decir, $T_{int} = (T_o + T_{red})/2$. Otra aproximación podría ser considerar que esta zona está toda a T_{red} , ya que en las curvas experimentales que después se verán (Fig. 6.16) se ve que existe una caída rápida de la temperatura (o lo que es equivalente v_d) cuando el campo cae por debajo de E_c .

Sin embargo, es preciso tener en cuenta que el campo crítico E_c también es función de la temperatura de la red, T_{red} . Por eso, en primer lugar se tratará de dar $\bar{\theta} = \bar{\theta}(v_a) \pm \bar{\theta}(E_{Ma})$ para $T_{red} = T_{amb} = C^{te}$ (que es lo mismo que decir que para $E_c = C^{te}$), y en segundo lugar se dará $\bar{\theta} = \bar{\theta}(T_{red})$ para $v_a = C^{te}$ (que es lo mismo que decir que para $E_{Ma} = C^{te}$).

V.4.2.1.1. Cálculo de la temperatura media en función de la tensión aplicada para temperatura ambiente constante.

En este caso al variar V_a también varía el campo máximo E_{Ma} , pero el campo crítico E_C se mantiene constante por no variar la temperatura ambiente.

Todavía hay que considerar dos casos diferentes, el primero en el que $E_{Ma} > E_C$ y que corresponde, como ya se verá, a la Región I de la representación semilogarítmica de la característica I-V y el segundo en el que $E_C > E_{Ma}$ y que corresponde a la Región II de dicha característica.

A) $E_{Ma} > E_C$

Si nos fijamos en la Fig. 5.7, por consideraciones geométricas:

$$\frac{E_{Ma}}{E_C} = \frac{X_n}{W_{int-n}} = \frac{X_p}{W_{int-p}} = \frac{X_n + X_p}{W_{int-n} + W_{int-p}} = \frac{W}{W_{int}} \quad (5.73)$$

siendo W_{int} la parte de W en la que hay temperaturas intermedias.

(W_{int-n} en la parte n y W_{int-p} , en la parte p).

De (5.73)

$$W_{int} = W \frac{E_C}{E_{Ma}} \quad (5.74)$$

Por otra parte, el intervalo sometido a temperatura T_o , W_{T_o} ó W_o , será:

$$W_{T_o} = W - W_{int} = W \left(1 - \frac{E_C}{E_{Ma}} \right) = W \frac{E_{Ma} - E_C}{E_{Ma}} \quad (5.75)$$

La temperatura media en la zona de transición vendrá dada por:

$$\bar{\theta} = \frac{T_o W_o + T_{int} W_{int}}{W} = T_o \frac{E_{Ma} - E_C}{E_{Ma}} + T_{int} \frac{E_C}{E_{Ma}} \quad (5.76)$$

Veamos qué valores toma (5.76) para los dos valores dados anteriormente a T_{int} .

i) Si la $T_{int} = (T_o + T_{red})/2$, (5.76) se convierte en:

$$\bar{\theta} = T_o \left(1 - \frac{1}{2} \frac{E_C}{E_{Ma}} \right) + T_{red} \frac{1}{2} \frac{E_C}{E_{Ma}} \quad (5.77)$$

ii) Si la $T_{int} = T_{red}$, (5.76) se convierte en:

$$\bar{\theta} = T_o \frac{E_{Ma} - E_C}{E_{Ma}} + T_{red} \frac{E_C}{E_{Ma}} \quad (5.78)$$

B) $E_C > E_{Ma}$

i) T_{int} = media aritmética entre los valores extremos.

En el caso de que $E_C > E_{Ma}$ ningún electrón llega a tener T_o . Tal como puede verse en la Fig. 5.9, si llamamos T_{Ma} a la temperatura a la que se encuentran los electrones bajo el campo E_{Ma} , la $\bar{\theta}$ podrá ser ahora:

$$\bar{\theta} = \frac{T_{Ma} + T_{red}}{2} \quad (5.79)$$

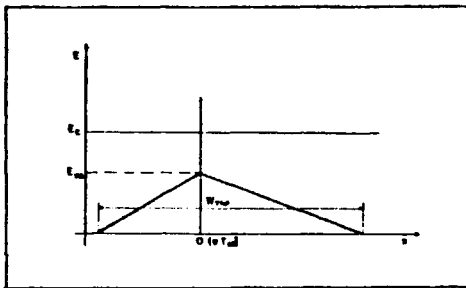


Fig.: 5.9. Campo en la región de barrera en aproximación abrupta y para $E_c > E_{Ma}$

Pero de la Fig. 5.9 podemos calcular igualmente el valor de T_{Ma} teniendo cuenta que:

$$\frac{T_0 - T_{red}}{E_c} = \frac{T_{Ma} - T_{red}}{E_{Ma}} \quad (5.80)$$

de donde:

$$T_{Ma} = T_{red} + \frac{E_{Ma}}{E_c} (T_0 - T_{red}) \quad (5.81)$$

Sustituyendo este valor en (5.79)

$$\bar{\theta} = T_0 \frac{1}{2} \frac{E_{Ma}}{E_c} + T_{red} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{E_{Ma}}{E_c} \right) \quad (5.82)$$

ii) Si $T_{int} = T_{red}$, en este caso:

$$\bar{\theta} = T_{red} \quad (5.83)$$

Hemos calculado pues, para la unión abrupta, la $\bar{\theta}$ para una determinada temperatura de la red cristalina (lo que equivale a decir que $E_C = C^{te}$) en función de la tensión aplicada (lo que hace variar la E_{Ma}):

Si consideramos que, a temperatura ambiente, $\bar{\theta} = nT$, siendo n el número variable entre 1 y 2 que se da en la fórmula $I = I_s \exp(qV/nKT)$, se puede, por medio del ejemplo del ANEXO II, representar la pendiente de la representación semilogarítmica de la característica $I - V$.

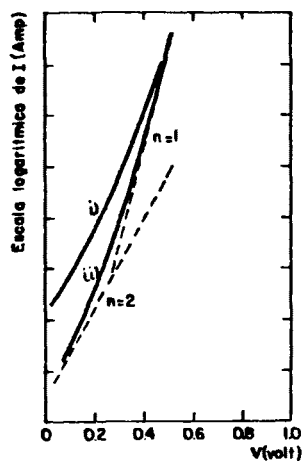


Fig.: 5.10. Representación semilogarítmica de la características $I-V$ a temperatura ambiente que resulta del modelo propuesto (unión abrupta).

En la Fig. 5.10 puede verse esta representación en trazo continuo, así como su separación del caso teórico ideal (en trazo discontinuo).

V.4.2.1.2. Temperatura media en función de la temperatura de la red - -
 T_{red} para $V_a = C^{te}$.

En este caso la E_C es variable y la E_{Ma} constante. Se sabe, por los re

sultados experimentales que se analizarán el VI.5.1.2. [84], que el campo crítico E_c depende de la temperatura de la red cristalina de forma que al aumentar T_{red} aumenta el campo crítico E_c .

En el cálculo simplificado de $\bar{\theta}$ que se ha realizado anteriormente siempre se ha llegado, veanse (5.77), (5.78), (5.82) y (5.83), a una fórmula del tipo:

$$\bar{\theta} = \alpha (E_{Ma}, E_c) T_O + \beta (E_{Ma}, E_c) T_{red} \quad (5.84)$$

donde E_c era constante y E_{Ma} , que dependía del potencial aplicado, era calculable a partir del V_a dado (para el caso del modelo abrupto considerado, o para otros que se considerarían como el linealmente graduado).

Si se supone el mismo modelo para este caso, habrá que tener en cuenta que ahora $E_{Ma} = C_{te}$ y E_c , que depende como se dijo la T_{red} , habrá de ser calculado a partir de esta. Si se da un modelo de variación lineal de E_c con T_{red} , implicaría que:

$$E_c = \alpha' T_{red} \quad (5.85)$$

con lo que la $\bar{\theta}$ de la fórmula (5.84) pasaría a depender solamente de T_{red} . Esta dependencia puede así mismo considerarse lineal, quedando la $\bar{\theta}$ como:

$$\bar{\theta} = \gamma T_O + \lambda T_{red} = \bar{\theta}_O + \lambda T_{red} \quad (5.86)$$

La representación de $\bar{\theta} = \bar{\theta}(T)$ sería pues de la forma dada en la Fig.5.11,

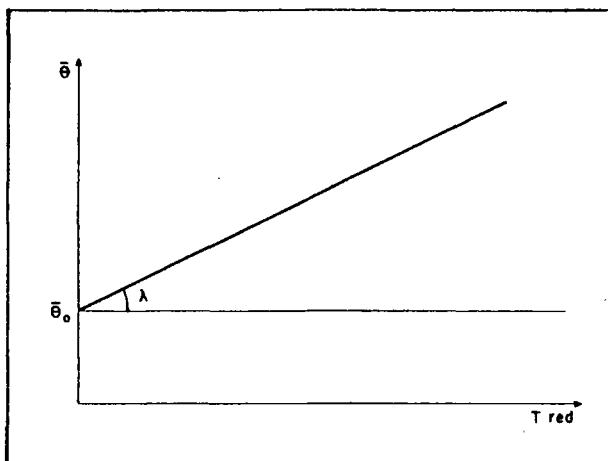


Fig.: 5.11. Representación lineal de la temperatura media $\bar{\theta}$ en función de la temperatura de la red para $V = Cte$ (escala arbitraria).

es decir, una recta, cuya ordenada en el origen sería $\bar{\theta}_0$ y cuya pendiente sería λ

V.4.2.2. Unión linealmente graduada

La aproximación abrupta proporciona una adecuada descripción de las uniones poco profundas. Sin embargo, en las uniones profundas se necesita otra aproximación siendo la más apropiada la linealmente graduada. En la Fig. 5.12 se muestra una difusión profunda en función erfc que en la unión puede aproximarse a una unión linealmente graduada.

En la Fig. 5.13 puede verse $\rho(x)$, $E(x)$ y $V(x)$ para el caso de equilibrio en una unión linealmente graduada.

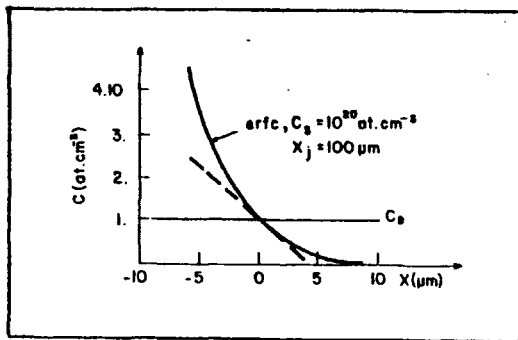


Fig.: 5.12. Aproximación a una unión lineal para el caso de una unión profunda con distribución erfc .

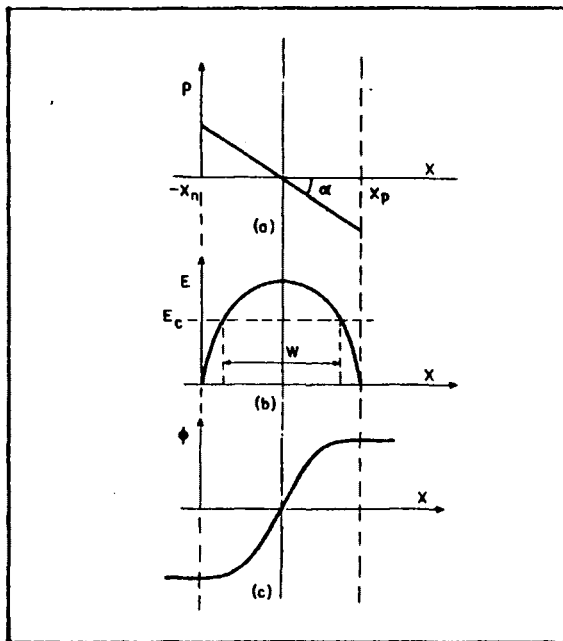


Fig.: 5.13. Ilustración esquemática de una unión linealmente graduada en equilibrio (a): carga, (b): campo eléctrico y (c) distribución de potencial.

De la Fig. 5.13 (b) se deduce que:

$$\phi_B = \frac{2}{3} E_M W \quad (5.87)$$

En este caso la anchura de la región de barrera, como puede verse en [77], es proporcional a la raíz cúbica de ϕ_B , es decir:

$$W \propto \sqrt[3]{\phi_B} \quad (5.88)$$

En el caso de no estar en equilibrio, es decir, cuando existe un potencial aplicado $V_a > 0$, ha de sustituirse ϕ_B por $\phi_B - V_a$ y la (5.85) se transforma en:

$$\phi_B - V_a = \frac{2}{3} E_{Ma} W_a \quad (5.89)$$

donde ahora:

$$W_a = W \frac{\sqrt[3]{\phi_B - V_a}}{\sqrt[3]{\phi_B}} \quad (5.90)$$

Y, como en el caso abrupto, con (5.89) y (5.90) podrá calcularse E_{Ma} , suponiendo conocidos ϕ_B y W .

En este caso de aproximación linealmente graduada solo se tratará el caso de $\bar{\theta} = \bar{\theta}(V_a)$ con $E_c = C^{te}$, pues $\bar{\theta} = \bar{\theta}(T_{red})$ con $V_a = C^{te}$ tendría un tratamiento análogo al de el caso anterior.

$$A) E_{Ma} > E_C$$

De la Fig. 5.13 (a) se deduce que:

$$\rho(x) = -x \tan \alpha \quad (5.91)$$

donde, como α es igual a ambos lados, $x_n = x_p$ para preservar la neutralidad de carga.

De (5.66):

$$E = \int \frac{\rho(x)}{\epsilon} dx = \int -\frac{\tan \alpha}{\epsilon} x dx = -\frac{\tan \alpha}{2\epsilon} x^2 + C \quad (5.92)$$

Condiciones de contorno

$$\begin{cases} E = E_{Ma} & \text{en } x = 0 \\ E = 0 & \text{en } x = x_p \text{ y } x = -x_n \end{cases} \quad (5.93)$$

De (5.93) se deduce el valor de C

$$C = E_{Ma} = \frac{\tan \alpha}{2\epsilon} (-x_n)^2 = \frac{\tan \alpha}{2\epsilon} x_p^2 \quad (5.94)$$

Luego:

$$E = -\frac{\tan \alpha}{2\epsilon} x^2 + E_{Ma} \quad (5.95)$$

131.

Con esta ecuación (5.95) y con la recta

$$E = E_c \quad (5.96)$$

se forma un sistema con el que pueden calcularse los puntos de intersección de ambas. Todos los electrones que se encuentren en el interior de estos puntos de intersección tendrán temperatura T_o , y los que se encuentren fuera tendrán T_{int} .

De la resolución del sistema formado por (5.95) y (5.96).

$$E_c = - \frac{\tan \alpha}{2\epsilon} x^2 + E_{Ma} \quad (5.97)$$

Despejando x

$$x = \sqrt{\frac{E_{Ma} - E_c}{(\tan \alpha)/2\epsilon}} \quad (5.98)$$

Teniendo en cuenta este valor, puede calcularse el valor medio como:

$$\bar{\theta} = T_o \frac{2x}{W} + T_{int} \frac{W - 2x}{W} \quad (5.99)$$

Pero cuando $E_c \rightarrow 0$, $x \rightarrow W/2$, luego de (5.98) se deduce que:

$$W = 2\sqrt{\frac{E_{Ma}}{(\tan \alpha)/2\epsilon}} \quad (5.100)$$

Sustituyendo (5.98) y (5.100) en (5.99):

$$\bar{\theta} = T_0 \sqrt{\frac{E_{Ma} - E_c}{E_{Ma}}} + T_{int} \left(1 - \sqrt{\frac{E_{Ma} - E_c}{E_{Ma}}} \right) \quad (5.101)$$

Ahora, como en el caso abrupto, habrá que suponer un valor para T_{int} y se van a considerar los dos casos allí vistos:

i) Si $T_{int} = (T_0 + T_{red})/2$, la ecuación (5.101) se convierte en:

$$\bar{\theta} = \frac{T_0}{2} \left(1 + \sqrt{\frac{E_{Ma} - E_c}{E_{Ma}}} \right) + \frac{T_{red}}{2} \left(1 - \sqrt{\frac{E_{Ma} - E_c}{E_{Ma}}} \right) \quad (5.102)$$

ii) Si $T_{int} = T_{red}$, la ecuación (5.101) se convierte en:

$$\bar{\theta} = T_0 \sqrt{\frac{E_{Ma} - E_c}{E_{Ma}}} + T_{red} \left(1 - \sqrt{\frac{E_{Ma} - E_c}{E_{Ma}}} \right) \quad (5.103)$$

B) Caso de $E_c > E_{Ma}$. (Fig. 5.14)

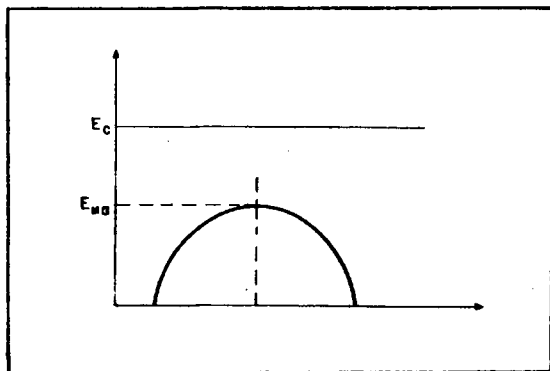


Fig.: 5.14. Campo en la región de barrera en aproximación linealmente graduada para $E_c > E_{ma}$.

Se volverán a considerar los dos casos habituales:

$$i) \quad T_{int} = \frac{T_{Ma} + T_{red}}{2} \quad (5.104)$$

Ahora todo está bajo temperatura intermedia, luego la temperatura intermedia coincide con la $\bar{\theta}$.

El problema es calcular la temperatura T_{Ma} a la que se encuentran los electrones bajos E_{Ma} . Ahora no se tiene un triángulo donde deducir las correspondencias lineales del caso abrupto, sino una función cuadrática.

Podemos por lo tanto poner:

$$\frac{T_O - T_{red}}{\sqrt{E_C}} = \frac{T_{Ma} - T_{red}}{\sqrt{E_{Ma}}} \quad (5.105)$$

esto nos lleva a:

$$T_{Ma} = T_{red} + (T_O - T_{red}) \sqrt{\frac{E_{Ma}}{E_C}} \quad (5.106)$$

que sustituido en (5.104) dará:

$$\bar{\theta} = T_O \frac{1}{2} \sqrt{\frac{E_{Ma}}{E_C}} + T_{red} \left(1 - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{E_{Ma}}{E_C}} \right) \quad (5.107)$$

$$ii) \quad \text{Si } T_{int} = T_{red}$$

$$\bar{\theta} = T_{red}$$

Calculemos, por medio de un ejemplo, la representación semilogarítmica de la característica estática I-V considerando, como antes, que a temperatura ambiente $\bar{\theta} = nT$. Estos cálculos se muestran en el ANEXO III y los resultados se dan en la Fig. 5.15.

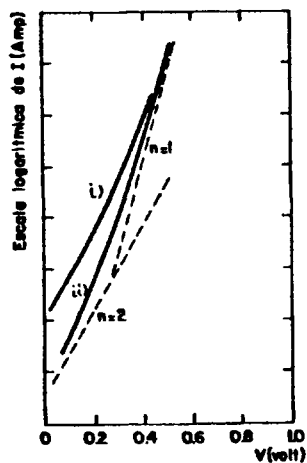


Fig.: 5.15. Representación semilogarítmica de la característica I-V a temperatura ambiente según el modelo propuesto (unión linealmente graduada).

VI. RESULTADOS.

VI.1. INTRODUCCION.

Se empezará este capítulo enumerando los diodos comerciales y de realización propia utilizados en el presente trabajo. Se verá el por qué de la elección de los comerciales y cómo se han realizado los propios.

Tanto unos como otros serán caracterizados en I-V en temperatura en régimen estático (tanto para altas temperaturas como para bajas). Del resultado de estas caracterizaciones I-V en temperatura, se seguirá la imposibilidad de que sean ajustadas según el modelo clásico. Se terminará, por lo tanto, haciendo el ajuste de dichas características según el modelo propuesto en la presente memoria.

VI.2. DIODOS UTILIZADOS.

Para el análisis del comportamiento de los diodos en el presente trabajo, se han utilizado dos tipos diferentes de diodos: diodos comerciales y diodos de realización propia. Pasemos por tanto a enumerar unos y otros, al mismo tiempo que especificamos sus características tecnológicas.

VI.2.1. Diodos comerciales.

Dentro de los diodos comerciales, se han estudiado tres grupos diferen--

tes de diodos: de Silicio (véase Tabla 1), de Germanio (Tabla 2) y de -
AsGa (Tabla 3).

DIODO	TECNOLOGIA DE FABRICACION	AREA DE UNION (mm ²)	DOPAGE SUBSTRATO	CONCENTRACION SUPERFICIAL
1N 752 A	Difundido	0,35	$\sim 10^{15}$	$\sim 10^{20}$
BY 127	Difundido	0,6	$\sim 10^{15}$	$\sim 10^{20}$
PL 62 Z	Difundido	0,62	$\sim 10^{15}$	$\sim 10^{20}$
B-C(T1P29C)	Doble difusión	5,06	$\sim 10^{15}$	$\sim 10^{17}$
B-C(BD243C)	Mesa difundida	4,18	$\sim 10^{15}$	$\sim 10^{17}$
B-C(U106X)	Doble difusión	3,61	$\sim 10^{15}$	$\sim 10^{17}$
B-C(CL3055)	Doble difusión	3,12	$\sim 10^{15}$	$\sim 10^{17}$
B-C(MJ2955)	Doble difusión	5,05	$\sim 10^{15}$	$\sim 10^{17}$
B-C(2N1613)	Doble difusión	1,02	$\sim 10^{15}$	$\sim 10^{17}$
B-C(BDX60)	Hometaxial	11,37	$\sim 10^{15}$	$\sim 10^{20}$
B-C(BD142)	Hometaxial	12,83	$\sim 10^{15}$	$\sim 10^{20}$
E-B(BD142)	Hometaxial	6,3	$\sim 10^{15}$	$\sim 10^{20}$
B-C(2N3442)	Hometaxial	6,27	$\sim 10^{15}$	$\sim 10^{20}$
B-C(BD709)	Epitaxial base	5,52	$\sim 10^{14}$	$\sim 10^{20}$
B-C(2N34405)	Epitaxial Planar	2,34	$\sim 10^{15}$	$\sim 10^{17}$
B-C(B1JY47)	Epitaxial planar	4,11	$\sim 10^{15}$	$\sim 10^{17}$
B-C(BU104)	Triple difusión	6,32	$\sim 10^{15}$	$\sim 10^{17}$
B-C(BU109)	Triple difusión	8,10	$\sim 10^{15}$	$\sim 10^{17}$

TABLA N° 1

DIODO	AREA DE LA UNION (mm ²)
OA95	0,63
B-C(ASZ16)	6,4
B-C(ASZ18)	7,3
B-C(ASY80)	6,9

TABLA N^o 2

DIODO	AREA DE LA UNION (mm ²)
1N3118	0,68
1N3113	0,41

TABLA N^o 3

Como puede observarse en las Tablas n^{os} 1, 2 y 3, se han dado, junto a diodos normales, otros que son una de las dos uniones que forman los transistores y que en la mayoría de los casos serán de potencias. Se ha hecho esta elección en base a los siguientes puntos:

- i) El tener grandes superficies va a minimizar la corriente superficial.
- ii) Se van a disminuir los efectos de calentamiento.
- iii) Se aumenta la sensibilidad al aumentar la magnitud de la corriente para un determinado voltaje.

Dentro de los dispositivos de potencia, se procurará analizar diversas tecnologías con el fin de que el estudio realizado tenga la suficiente generalidad. Las características de estas tecnologías quedan plasmadas en la Fig. 6.1.

VI.2.2. Diodos de realización propia.

En los diodos de realización propia solo se hicieron diodos de Silicio, ya que las tecnologías del Germanio y del Arseniuro de Galio no estaban a nuestro alcance.

Se han realizado tres series de diodos de gran área (4 mm^2 en todos - - ellos) para minimizar las corrientes superficiales, como antes se apunta ba. Las difusiones se han hecho poco profundas con el fin de:

- i) Minimizar el diodo lateral.
- ii) Aumentar la abrupticidad de la unión.

Conservando la superficie de difusión, se han variado la resistividad - del sustrato y la profundidad de difusión (aunque esta última casi - - siempre se ha mantenido por debajo de $1 \mu\text{m}$).

Para la elaboración del diodo se ha seguido el proceso indicado en IIIA.

VI.2.2.1. Máscara.

Se ha comenzado con la confección de la máscara, tal como se indica en -

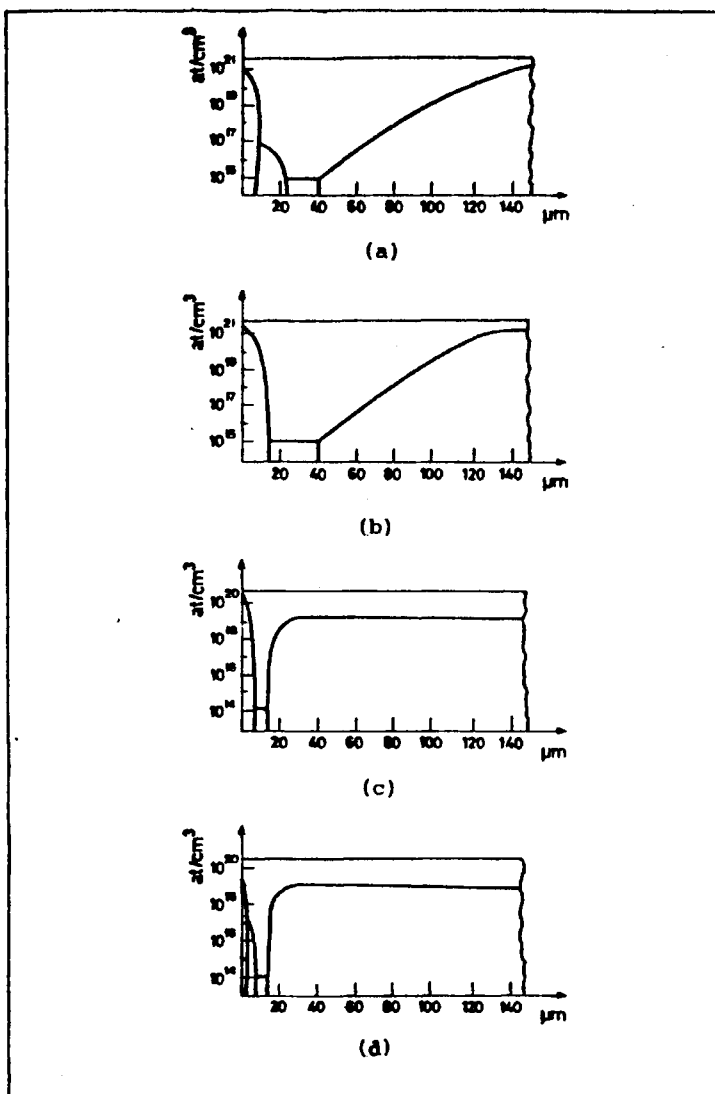


Fig.: 6.1. (a) Triple difusión (c) Epibase
(b) Homotaxial (d) Doble difusión

III.3.5. En la lámina IV puede verse, dentro del mismo apartado, la máscara elegida.

VI.2.2.2. Oxidación.

Para cada una de las tres series realizadas, se comienza con 10 minutos de oxidación seca, después se realiza la oxidación húmeda y se termina con otros 10 minutos de oxidación seca.

En la Tabla 4 se da la temperatura de oxidación, la temperatura del agua del barboteador, el tiempo de la oxidación húmeda y el espesor del óxido formado para cada una de las tres series realizadas.

OXIDACION	TEMPERATURA DE OXIDACION	TEMPERATURA DEL BARBOTEADOR	TIEMPO DE LA OXIDAC. HUMEDA	ESPESOR DE DE OXIDO
1 ^a serie	1.100°C	90°C	15 min.	3.000Å
2 ^a serie	1.100°C	90°C	60 min.	6.000Å
3 ^a serie	1.250°C	80°C	30 min.	6.000Å

TABLA N° 4

Como puede verse en la Tabla 4, en la 1^a serie solo se creció un óxido 3.000Å con el fin de disminuir las corrientes de fugas. Hubo, sin embargo, que aumentar la capa oxidada para las siguientes series, porque la capa de 3.000Å a veces se nos marchaba a lo largo del proceso de -

realización del diodo.

En la 2ª serie se hicieron las oxidaciones secas en presencia de ClH al 4%, con el mismo fin de conseguir menores corrientes de fugas. Sin embargo, las plaquetas salieron picadas y la serie quedó inutilizada, como se vió luego en la realización de las difusiones.

En la 3ª serie se aumentó la temperatura de oxidación a 1.250°C y se redujo la del barboteador a 80°C. El tiempo de la oxidación húmeda - fué rebajado con respecto a la 2ª serie.

VI.2.2.3. Fotograbado.

En el proceso del fotograbado se ha utilizado resina positiva. Esta resina tiene la ventaja frente a la negativa de su facilidad de eliminación y, por eso, es la que se tiende a utilizar hoy día, siempre que sea de buena calidad.

Se comienza recubriendo el óxido con resina (por medio de una jeringa) y en el spinner se hace girar la plaqueta a 3.000 rev./min. durante 30 segundos, con el fin de conseguir una capa uniforme.

El secado de la resina se realiza en una estufa a 60°C durante 15 minutos.

La insolación de rayos U.V. es de 20 segundos, para el caso de la resina positiva AZ utilizada.

El revelado es de unos 30 segundos. A continuación, se tiene 10 minutos en H_2O D.I. circulante (en la cabina de fotoresina se dispone de H_2O D.I., pero no de indicador de resistividad del H_2O D.I. por lo que se tiene un tiempo suficiente para estar totalmente seguros de que ya está absolutamente limpia).

Seguidamente, se realiza la operación del recocido introduciendo la plaqueta en una estufa a $130^{\circ}C$ durante 30 minutos.

Después se abren las ventanas en el óxido introduciendo las plaquetas - en "KNET" durante unos 4 minutos. Esta operación ha quedado terminada - cuando la plaqueta no moje por atrás, lo que nos indicará que el óxido habrá desaparecido. (Ha de tenerse en cuenta que, además de las ventanas para la difusión, también se ha quedado sin óxido toda la parte - posterior de la plaqueta, por lo que, a la hora de difundir, también - habrá difusión por la parte de atrás, cosa que no debe olvidarse para eliminar posteriormente). A continuación se dejan las plaquetas otros 10 minutos en H_2O D.I.

Seguidamente se elimina la resina con acetona hirviendo durante unos - minutos.

VI.2.2.4. Difusión.

Antes de realizar la difusión se somete a las plaquetas a la segunda - de las limpiezas indicadas en III.3.3.

En la 1ª serie de diodos se realizaron difusiones con Cl_3B , B_2O_3 y NB. En el capítulo IV se vió cómo realizar este tipo de difusiones para obtener perfiles erfc. En la Tabla 5 se indican las difusiones realizadas en esta serie, dándolas un nombre convencional para identificarlas de ahora en adelante e indicando la temperatura y tiempo de difusión, así como la concentración superficial C_s y la profundidad de difusión x_j resultantes. Estas caracterizaciones se han realizado sobre las plaquetas testigo introducidas en cada difusión.

DIFUSION	FUENTE DOPANTE	TEMPERATURA DE DIFUSION (°C)	TIEMPO DE DIFUSION	CONCENTRACION SUPERFICIAL (at/cm ³)	PROFUNDIDAD DE DIFUSION
"Cl ₃ B"	Cl ₃ B	1.150	1 hora	$5 \cdot 10^{17}$	1,4 μm
1"NB"	NB	1.150	1 1/2 hora	$3 \cdot 10^{20}$	2 μm
1"B ₂ O ₃ "	B ₂ O ₃ (600°C)	1.150	1 hora	10^{18}	1 μm
2"B ₂ O ₃ "	B ₂ O ₃ (550°C)	1.150	1 hora	$5 \cdot 10^{18}$	1 μm
3"B ₂ O ₃ "	B ₂ O ₃ (500°C)	1.150	1 hora	10^{17}	0,9 μm
2"BN"	NB	900	4 min.	$3 \cdot 10^{20}$	600Å
3"NB"	NB	900	10 min.	$3 \cdot 10^{20}$	900Å
4"NB"	NB	900	45 min.	$3 \cdot 10^{20}$	1.900Å
4"B ₂ O ₃ "	B ₂ O ₃ (500°C)	1.150	45 min.	10^{17}	0,8 μm

TABLA N° 5

Si se comparan las difusiones 1 " B_2O_3 " y 2 " B_2O_3 " de igual tiempo y - temperatura de difusión, deducimos que la 2 " B_2O_3 " debería tener menos concentración superficial que la 1 " B_2O_3 " por tener la 2 " B_2O_3 " la fuente dopante a temperatura más baja. Sin embargo, sale más dopada. Esto es debido a que, antes de la difusión, se debía haber barrido el tubo solo en atmósfera inerte y, sin embargo, estuvo barrido también con vapores de B_2O_3 . Por lo tanto, el tubo se estaba impurificando. Por eso, con las difusiones 3 " B_2O_3 " se tuvo la precaución de barrer suficientemente con Argon antes de comenzar la difusión.

En la 2ª serie todos los diodos se realizaron con NB, pero, debido a - la introducción del ClH en las fases de la oxidación seca, se estropeó la serie como ya se apuntó.

En la 3ª serie todas las difusiones se realizaron también con NB. Estas difusiones se especifican en la Tabla 6. En ella no se especifica la fuente dopante, por ser siempre la misma, ni la concentración superficial que prácticamente coincide con $3 \cdot 10^{20}$ (aunque varíe un poco de las difusiones a $1.050^\circ C$ y a $900^\circ C$ debido a la variación de la solubilidad límite).

DIFUSION	TEMPERATURA DE DIFUSION (°C)	TIEMPO DE DIFUSION (min.)	PROFUNDIDAD DE DIFUSION (Å)
1-15	1.050	15	7.000
1-10	1.050	10	5.000
1-4	1.050	4	3.500
9-36	900	36	1.800
9-10	900	10	900
9-4	900	4	600
9-2	900	2	450
9-1	900	1	300
9-1/2	900	1/2	210

TABLA N° 6

Las plaquetas de la 1ª serie cuya fuente dopante fue el Cl_3B y el B_2O_3 , habrán quedado difundidas por su parte posterior. Para eliminar esta -difusión se protegió toda la zona de los motivos con piceína y se atacó durante 10 minutos con CP-4. En las difusiones con NB no tenemos ese problema porque solamente enfrentamos a las plaquetas de Nitruro de Boro la parte que queremos difundir.

Las plaquetas de ambas series difundidas con NB y en presencia de N_2 , tienen en su superficie una capa de NB que también ha de eliminarse - oxidando en frío por oxidación anódica (con lo que no varían los perfiles de difusión) y eliminando posteriormente el óxido con "KNET". Como es natural, la "KNET" ataca a todo el óxido. Por eso hay que tener mucho cuidado con el tiempo de ataque para que sea suficiente para eliminar el óxido formado en la oxidación anódica que hay sobre las difusiones, pero lo suficientemente pequeño a su vez para dejar una capa aceptable de óxido sobre el resto del material. Dado que la 1ª serie se hizo - con una oxidación de partida de 3.000 \AA , podía en algunos casos verse afectada en su capa protectora y, por eso, como ya se indicó, se vió - la conveniencia de aumentarla a 6.000 \AA en las siguientes oxidaciones. Para difusiones muy poco profundas no puede utilizarse este método porque con él se elimina una parte de Si. En estos casos, se observó que podía eliminarse el NB con un ataque prolongado en CP-4.

VI.2.2.5. Metalización.

Después de la difusión se metalizó la cara difundida con Al y se elimino el Al sobrante atacando con 20% de Alcohol metílico + 80% de ácido ortofosfórico a 65°C . En la Fig. 6.15, que se dará en VI.3, podrá verse la diferencia entre dos curvas, una sin metalizar con Al (c) y otra metalizada (b) obtenidas en el sistema automático de medidas, citado en III.5.3 por medio del testador de puntas. De ellas se deduce que la metalización es totalmente necesaria en este caso. En la misma Fig. 6.15 se verá cómo mejora la característica I-V cuando la metalización de Al es calentada durante 30 minutos en presencia de N_2 seco a 450°C (a). -

La metalización de Al tendrá que ir, por lo tanto, seguida siempre de esta operación de recalentado.

El substrato, como es de tipo -n, tuvo que ser metalizado con Au (el metalizar con Al hubiera dado un contacto metal-semiconductor rectificador). Aquí, sin embargo, cabe decir que, dado que el testador tiene la base de Au y un buen contacto con la plaqueta (por medio de bomba de vacío), cuando la medida se va a realizar con el sistema automático de medidas, no será necesaria esta metalización y solo se efectuará en los casos en que después vaya a encapsularse el dispositivo.

El encapsulado se realizó calentado a 400°C en el eutéctico entre el Si y el Au. Para los contactos se utilizaron hilos de Au pegados con laca de plata.

En las Tablas 7 y 8 se dan las plaquetas utilizadas en las series 1ª y 3ª, así como los procesos seguidos por cada una de las plaquetas. Las plaquetas que llevan una E están epitaxiadas. La epitaxia tenía una concentración de $\sim 2 \cdot 10^{15}$ at/cm³ y una profundidad de $\sim 8,5 \mu\text{m}$, mientras que el substrato tenía una concentración de $\sim 10^{19}$ at/cm³ y un espesor de $\sim 250 \mu\text{m}$. Las que llevan una N son tipo -n normales, sin epitaxiar, con una concentración de $\sim 8 \cdot 10^{14}$ at/cm³ y un espesor de $\sim 280 \mu\text{m}$.

PLAQUETA EPITAXIADA	DIFUSION	METALIZACION	PLAQUETA TIPO-N	DIFUSION	METALIZACION
E1	4"B ₂ O ₃ "	--	N1	--	--
E2	2"NB"	--	N2	1"NB"	--
E3	2"B ₂ O ₃ "	--	N3	1"B ₂ O ₃ /3"NB"	si
E4	--	--	N4	--	--
E5	--	--	N5	--	--
E6	4"NB"	--	N6	testigo 1"NB"	--
E7	--	--	N7	--	--
E8	--	--	N8	testigo 2"NB"	--
E9	testigo 1"B ₂ O ₃ "	--	N9	testigo 3"B ₂ O ₃ "	--
E10	testigo 2"B ₂ O ₃ "	--	N10	--	--
E11	--	--	N11	testigo "Cl ₃ B"	--
E12	3"B ₂ O ₃ "/3"NB"	si	N12	CL ₃ B	si
E13	2"NB"	si	N13	--	--
E14	--	--	N14	testigo 1"NB"	--
E15	--	--	N15	--	--
E16	"Cl ₃ B"	si	N16	2"B ₂ O ₃ "	si
E17	--	--	--	--	--
E18	2"NB"	si	--	--	--
E19	1"B ₂ O ₃ "/3"NB"	si	--	--	--

TABLA N° 7

PLAQUETA	DIFUSION	PLAQUETA	DIFUSION
*E-9-36	9-36	E-1-15	1-15
E-9-10	9-10	E-1-10	1-10
*E-9-4	9-4	N-1-10	1-10
E-9-2	9-2	E-1-4	1-4
N-9-2	9-2	-	-
N-9-1	9-1	-	-
N-9-1/2	9-1/2	-	-

TABLA N° 8

Como puede observarse en la Tabla 7, algunas plaquetas no fueron difundidas ya que fueron reservadas como testigos de procesos posteriores.

Puede observarse igualmente que algunas plaquetas, concretamente las E12, E19 y N3, sufrieron una doble difusión. Esto fue debido a que, dado que la 1ª difusión era de baja concentración (del orden de 10^{17} at/cm³), se quiso terminar con una concentración elevada (del orden de 3.10^{20} at/cm³), muy poco profunda, con el fin de evitar problemas de contacto.

Para las plaquetas que vienen señaladas con un asterisco, en vez de utilizar la máscara normal que diseñamos, se utilizó una máscara, que ya se poseía en el laboratorio, con motivo con anillo de guarda. Se pretendía con esto ver si al poner los anillos a un potencial de referencia se disminuían las corrientes superficiales. Como se ha visto -

que esto no ocurría quiere decirse que estas ya habían sido eliminadas.

VI.3. CARACTERISTICAS I-V EN REGIMEN ESTATICO

En III.5. se vieron las técnicas experimentales para la caracterización estática de I-V por el método punto a punto y, para el caso de plaquetas sin encapsular para algunos de los diodos de realización propia, por medio de la caracterización automática.

Se trazaron todas las curvas características I-V, para régimen estático y temperatura ambiente, por el método punto a punto, de todos los diodos comerciales que se citaron en la Tabla 1.

Algunos de los diodos enumerados en la Tabla 1 han sido además caracterizados en temperatura. Los diodos analizados en temperatura se enumeran en la Tabla 9.

DIODOS DE SILICIO	B-C(BD142)	E-B(BD142)	B-C(BU109)	B-C(2N3440S)
DIODOS DE GERMANIO	B-C(ASZ16)			
DIODOS DE AsGa	IN3118			

TABLA N° 9

En las Figs. 6.2, 6.3, 6.4, 6.5, 6.6 y 6.7, se representan estas -
curvas características de I-V en función de la temperatura. En todas -
ellas la (a) es en altas temperaturas y la (b) en bajas temperaturas.

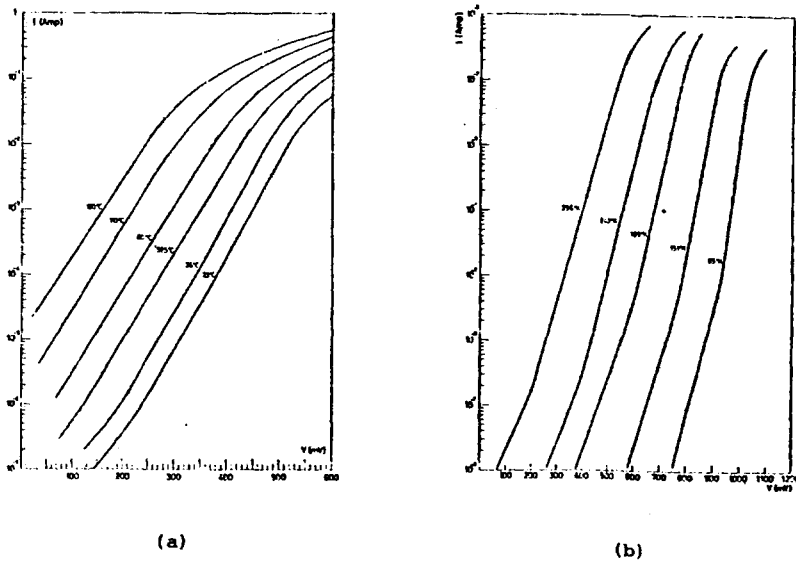


Fig.: 6.2. Representación semilogarítmica de las características I-V en función de la temperatura de la unión B-C del transistor - - BD142. (a) para altas temperaturas, (b) para bajas temperaturas.

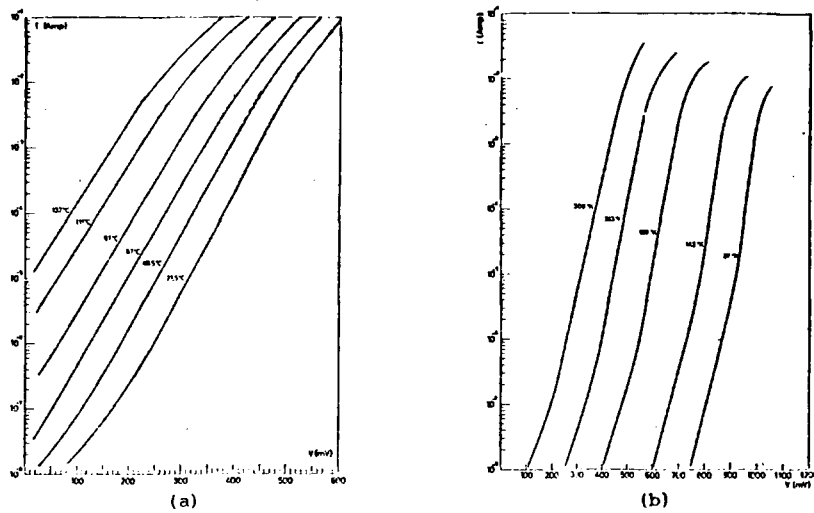


Fig.: 6.3. Representación semilogarítmica de las características I-V en función de la temperatura de la unión E-B del transistor - - BD142. (a) para altas temperaturas, (b) para bajas temperaturas.

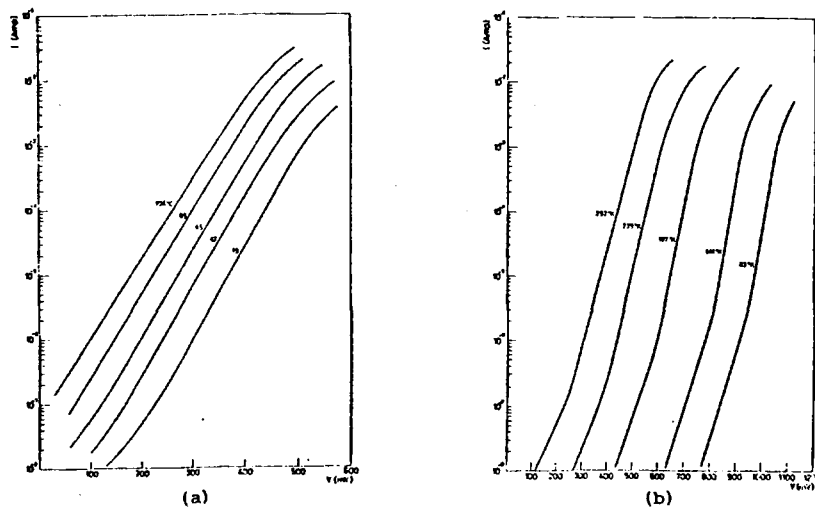


Fig.: 6.4. Representación semilogarítmica de las características I-V en función de la temperatura de la unión B-C del transistor - - BU109. (a) para altas temperaturas, (b) para bajas temperaturas.

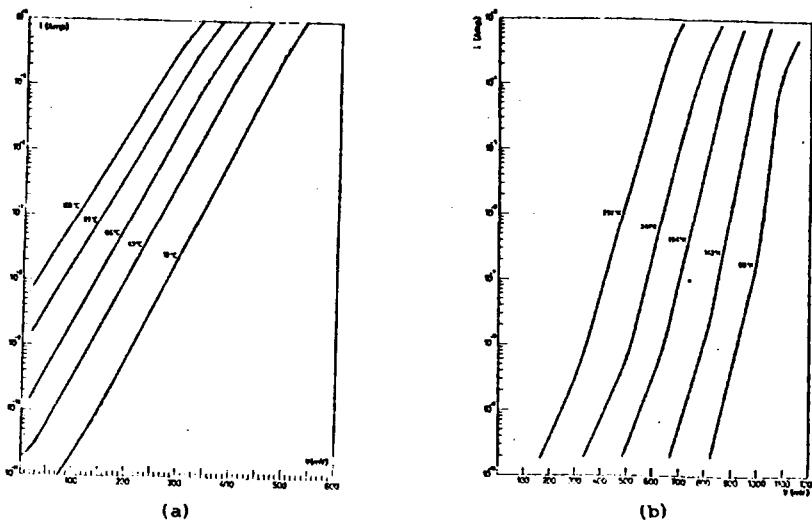


Fig.: 6.5. Representación semilogarítmica de las características I-V en función de la temperatura de la unión B-C del transistor - - 2N3440S. (a) para altas temperaturas, (b) para bajas temperaturas.

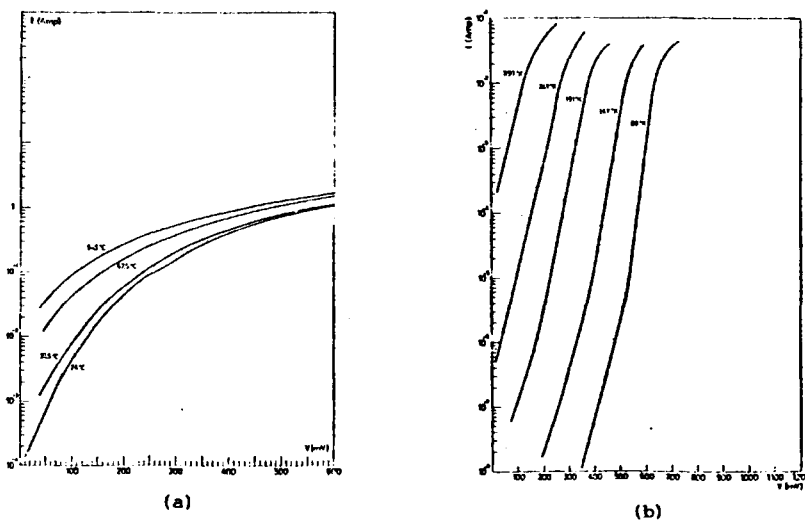


Fig.: 6.6. Representación semilogarítmica de las características I-V en función de la temperatura de la unión B-C del transistor - - ASZ16. (a) para altas temperatura, (b) para bajas temperaturas.

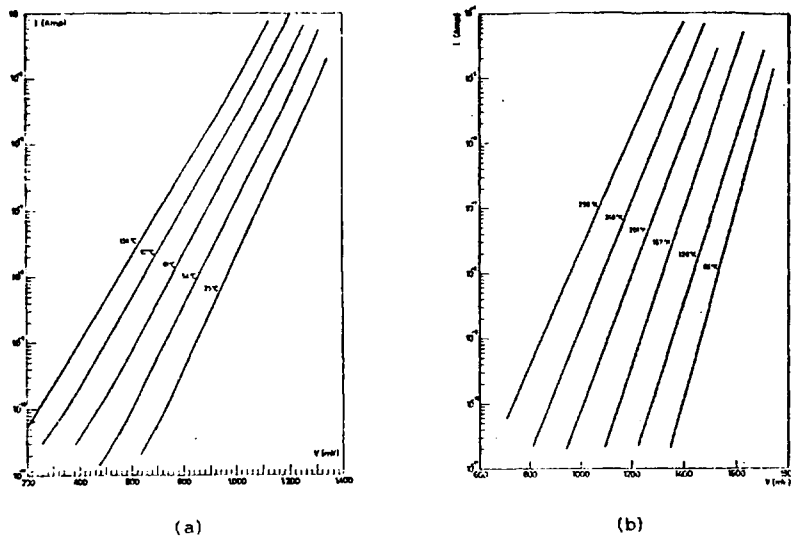


Fig.: 6.7. Representación semilogarítmica de las características I-V en función de la temperatura del diodo IN3118. (a) para altas temperaturas, (b) para bajas temperaturas.

En la Tabla 10 se da la relación de los diodos de realización propia - que han sido catacterizados en I-V.

DIODOS DE LA 1ª SERIE	E-12	E-13	E-16	E-18	E-19		
	N-3	N-12	N-16				
DIODOS DE LA 3ª SERIE	E-9-36	E-9-10	E-9-4	E-9-2	E-9-2	E-9-1	N-9-1/2
	E-1-15	E-1-10	N-1-10	E-1-4			

TABLA N° 10

En las Figs. 6.8, 6.9, 6.10 y 6.11 se da la representación I-V a temperatura ambiente de un epitaxiado (E-12) y un tipo N (N-12) de la 1^a serie y de un Epitaxiado (E-1-10) y un tipo N(N-1-10) de la 3^a serie.

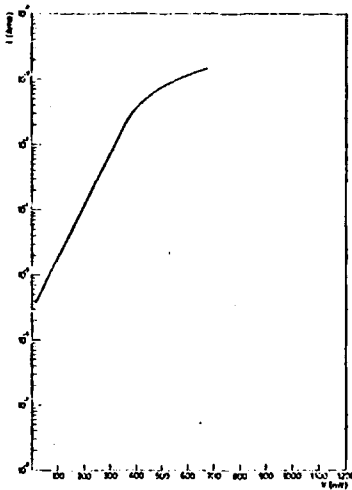


Fig.: 6.8.

Representación semilogarítmica de la característica I-V a temperatura ambiente del diodo E-12 (sobre plaqueta epitaxiada realizado en la primera serie).

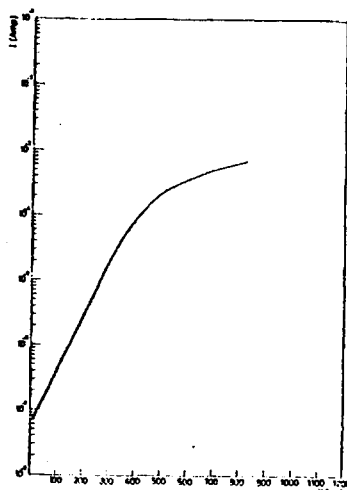


Fig.: 6.9.

Representación semilogarítmica de la característica I-V a temperatura ambiente del diodo N-12 (sobre plaqueta tipo-n realizado en la primera serie).

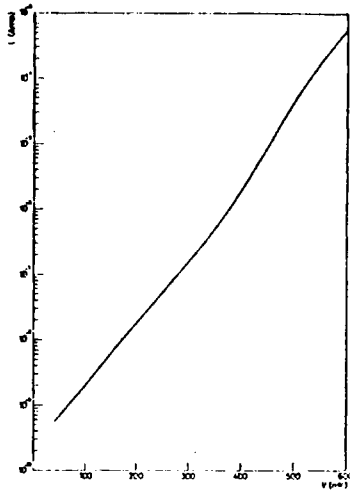


Fig.: 6.10.

Representación semilogarítmica de la característica I-V a temperatura ambiente del diodo E-1-10 (sobre plaqueta epitaxiada realizado en la tercera serie).

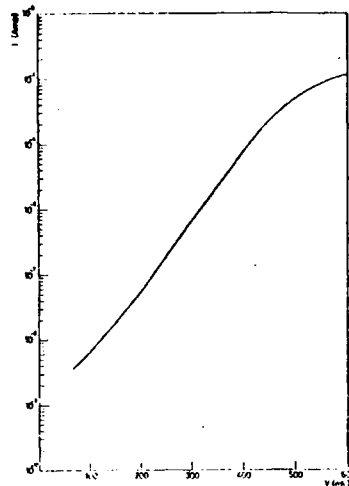


Fig.: 6.11.

Representación semilogarítmica de la característica I-V a temperatura ambiente del diodo N-1-10 (sobre plaqueta tipo-n realizado en la tercera serie).

Como en el caso anterior, también han sido caracterizados algunos diodos en temperatura. Estos diodos han sido el E-16, el N-12 y el E-1-10 cuyas curvas características I-V en temperatura se dan en las Figs. 6.12, 6.13 y 6.14((a) en altas y (b) en bajas temperaturas).

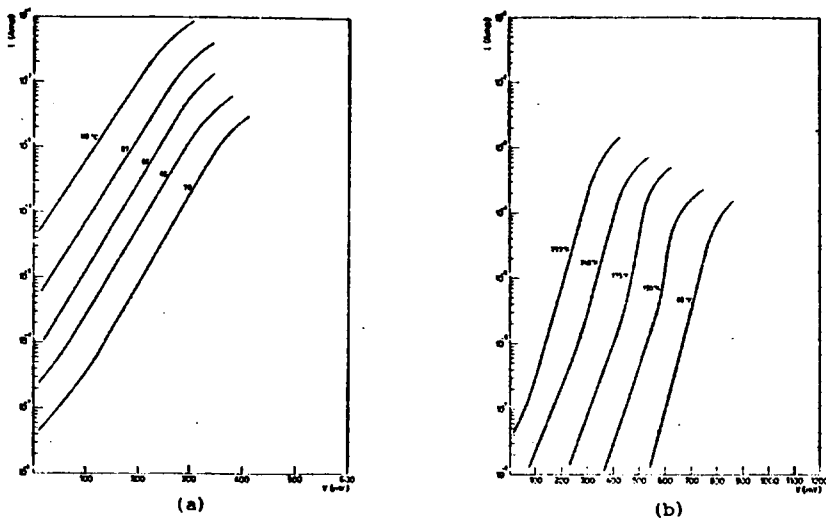


Fig.: 6.12. Representación semilogarítmica de las características I-V en función de la temperatura del diodo E-16. (a) para altas - temperaturas, (b) para bajas temperaturas.

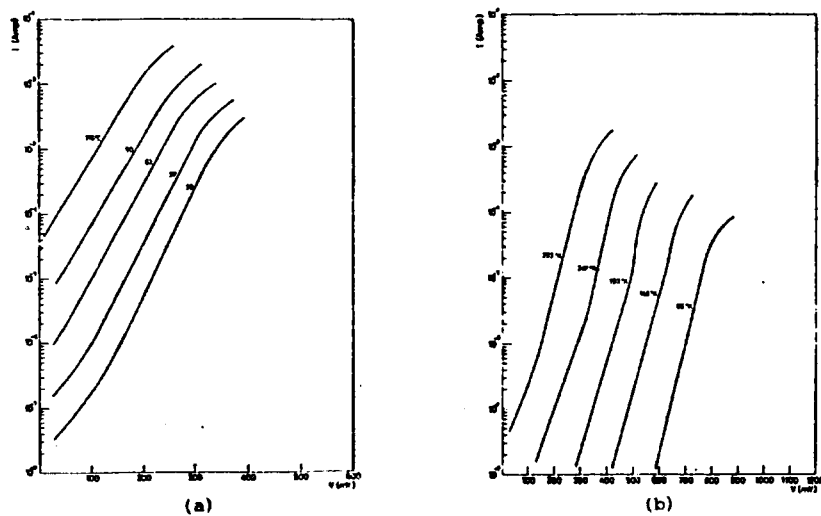


Fig.: 6.13. Representación semilogarítmica de las características I-V en función de la temperatura del diodo N-12. (a) para altas - temperaturas, (b) para bajas temperaturas.

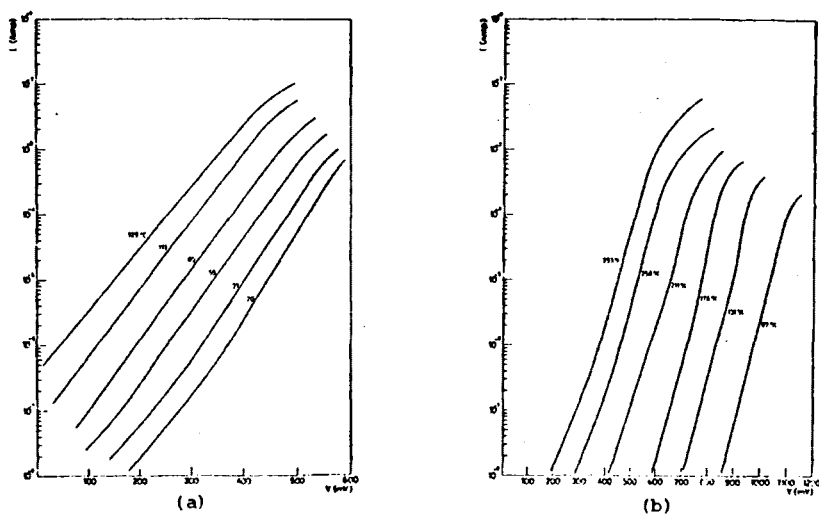


Fig.: 6.14. Representación semilogarítmica de las características I-V en función de la temperatura del diodo E-1-10. (a) para altas temperaturas, (b) para bajas temperaturas.

En la Fig. 6.15 se representa la curva característica I-V para un diodo

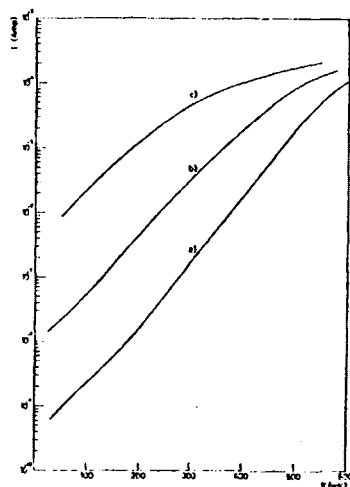


Fig.: 6.15. Representación semilogarítmica de las características I-V para un diodo antes de metalizar con Al(c), después de metalizar (b) y después de recalentar (a).

antes de metalizar con Al. (c), después de metalizar (b) y después de -
recalentar (a), como se indicó al tratar la metalización.

VI.4. ANALISIS DE LAS CARACTERISTICAS I-V SEGUN EL MODELO CLASICO.

Como puede observarse, en las características I-V representadas semilogarítmicamente aparecen tres regiones bien definidas que vamos a llamar región I, región II y región III. Las dos primeras regiones pueden - - aproximarse por rectas [78], aunque no lo sean realmente, ya que existe, además del codo de unión, una curvatura que aumenta la pendiente (y disminuye la n) al aumentar V . La aproximación por rectas debe entenderse pues como regiones en las que la pendiente permanece "bastante constante".

En la Tabla 11 se dan las pendientes de estas regiones para los diodos comerciales medidas a temperatura ambiente.

DIODO	REG. I α_I	REG. II α_{II}	DIODO	REG. I α_I	REG. II α_{II}	DIODO	REG. I α_I	REG. II α_{II}
1N762A	23,4	37,5	B-C(BDX60)	21,3	32,1	0A95	-	39,1
BY127	24,2	37,6	B-C(80142)	25,5	32,8	B-C(ASZ16)	-	38,6
PL687	25,1	38,2	E-B(BD142)	24,0	36,1	B-C(ASZ18)	-	38,9
B-C(TIP29CX)	23,1	36,5	B-C(2N3442)	23,3	33,4	B-C(ASZY80)	-	38,6
B-C(BD243C)	22,4	35,2	B-C(BD709)	23,4	35,6	1N3118	20,4	-
B-C(BU106X)	24,2	37,1	B-C(2N34405)	22,2	35,5	1N3113	19,9	-
B-C(CL3055)	24,1	37,7	B-C(BUY47)	21,2	32,8	-	-	-
B-C(MJ2955)	23,2	36,4	B-C(BU104)	24,2	37,3	-	-	-
B-C(2N1613)	25,1	32,2	B-CBU109)	20,2	33,3	-	-	-

TABLA N° 11

En la Tabla 12 (a) se dan las pendientes de la Región I y Región II de temperatura ambiente a altas temperaturas y en la Tabla 12 (b) desde temperatura ambiente a bajas temperaturas.

DIODO	T(°C)	α_I α_{II}	T(°C)	α_I α_{II}	T(°C)	α_I α_{II}	T(°C)	α_I α_{II}	T(°C)	α_I α_{II}	T(°C)	α_I α_{II}
B-C(BD142)	23	21,1	36	-	58,5	-	80	-	110	-	130	-
		32,8		31,5		30,7		29,5		29,5		27,7
E-B(BD142)	27,5	23,8	48,5	-	67	-	87	-	111	-	132	-
		36,1		33,8		32,3		31,6		30,0		22,6
B-C(BU109)	19	20,2	47	-	65	-	89	-	106	-	-	-
		33,3		31,9		30,2		29,6		28,5		-
B-C(2N34405)	19	22,2	43	-	66	-	89	-	108	-	-	-
		35,4		34,1		32,2		31,0		30,3		-
IN3118	25	20,4	54	18,9	81	16,9	107	15,5	134	14,9	-	-
		-		-		-		-		-		-
B-C(ASZ16)	24	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
		38,6		-		-		-		-		-

TABLA N° 12 (a)

Como puede observarse en ellas, a altas temperaturas, en el Silicio solo puede darse la Región II, en el Germanio ninguna (pues enseguida está la Región resistiva), mientras que en el AsGa, para el margen de voltajes aplicados por nosotros, solo se tiene la Región I y no se llega a las otras.

DIODO	T(°K)	α_I α_{II}	T(°K)	α_I α_{II}	T(°K)	α_I α_{II}	T(°K)	α_I α_{II}	T(°K)	α_I α_{II}	T(°K)	α_I α_{II}
B-C(BD142)	296	21,8	243	24,0	199	26,6	151	28,5	87	34,4	-	-
		32,8		36,2		41,23		46,2		55,0		-
E-B(BD142)	300	23,8	243	26,7	189	31,6	143	36,2	87	40,6	-	-
		36,1		42,1		46,2		51,8		63,8		-
B-C(BU109)	292	20,2	239	23,9	187	26,9	142	31,2	88	35,6	-	-
		33,3		40,1		45,2		50,5		57,5		-
-C(2N3440S)	292	22,2	241	24,3	194	28,3	143	32,6	188	38,4	-	-
		35,4		38,9		44,1		52,3		63,2		-
1N3118	298	20,4	248	24,2	201	26,5	167	30,6	126	34,2	86	40,2
		-		-		-		-		-		-
B-C(ASZ16)	297	-	241	-	191	-	147	33,4	88	40,5	-	-
		38,6		42,1		50,3		57,2		64,8		-

TABLA N° 12 (b)

A bajas temperaturas, sin embargo, podrán observarse las dos Regiones - en el Silicio (aunque al final solo se observe la Región I). En el Germanio, en el frío próximo al ambiente solo la Región II, pero en el frío próximo al N₂ líquido ambas Regiones. En el AsGa solo la Región I en todo momento y con corrientes muy bajas.

En la Talba 13 se dan las pendientes de las Regiones I y II a la temperatura ambiente de 20°C para los diodos de realización propia.

DIODO	α_I	α_{II}	DIODO	α_I	α_{II}	DIODO	α_I	α_{II}
E-12	24,2	37,4	N-16	21,3	32,1	N-9-1/2	-	29,0
E-13	24,6	38,3	E-9-36	23,4	35,5	E-1-15	25,1	37,4
E-16	25,4	39,1	E-9-10	23,4	37,4	E-1-10	22,5	32,9
E-18	25,2	37,4	E-9-10	21,9	32,8	N-1-10	24,6	37,1
E-19	21,5	32,8	E-9-2	-	27,6	E-1-4	21,5	33,2
N-3	22,1	39,5	N-9-2	-	31,4	-	-	-
N-12	23,2	35,4	N-9-1	-	30,4	-	-	-

TABLA N° 13

En las Tablas 14 se dan las pendientes en función de la temperatura para los diodos de realización propia en los que se ha efectuado esta medida (Tabla 14 (a) para altas y Tabla 14 (b) para bajas temperaturas).

DIODO	T(°C)	$\frac{\alpha_I}{\alpha_{II}}$	T(°C)	$\frac{\alpha_I}{\alpha_{II}}$	T(°C)	$\frac{\alpha_I}{\alpha_{II}}$	T(°C)	$\frac{\alpha_I}{\alpha_{II}}$	T(°C)	$\frac{\alpha_I}{\alpha_{II}}$	T(°C)	$\frac{\alpha_I}{\alpha_{II}}$
N-12	20	22,5	45	-	67	-	87	-	118	-	-	-
		35,1		32,1		31,2		29,4		27,3		-
E-16	20	23,5	37	21,4	62	-	90	-	116	-	-	-
		36,0		35,1		33,8		31,3		29,9		-
E-1-10	20	21,5	37	20,9	59	-	80	-	111	-	129	-
		32,9		31,9		29,3		28,1		27,1		25,2

TABLA N° 14 (a)

DIODO	T(°K)	α_I α_{II}	T(°K)	α_I α_{II}	T(°K)	α_I α_{II}	T(°K)	α_I α_{II}	T(°K)	α_I α_{II}	T(°K)	α_I α_{II}
N-12	293	22,5	240	25,2	195	28,5	150	31,5	88	36,3	-	-
		35,1		39,1		45		50,2		-		-
E-16	293	23,5	247	25,6	193	30,1	145	31,3	86	36,2	-	-
		36,0		41,1		47,9		51,2		-		-
E-1-10	293	21,5	258	22,9	211	26,3	170	29,1	131	31,8	87	38,8
		32,9		34,8		39,6		44,2		50,2		-

TABLA N° 14 (b)

A partir de todos estos datos, nos proponemos ahora efectuar un análisis en función de la temperatura basandonos en el modelo clásico.

Al hacer este análisis solo trataremos de ajustar las pendientes, pero no se cuestionará en ningún momento el valor de I_s que, al depender de parámetros como D, L y τ (coeficiente de Difusión, Longitud de Difusión y Vida Media), difíciles de controlar en temperatura, haría el estudio difícilmente abordable.

Según el modelo clásico, antes de llegar a la zona resistiva y a la de alta inyección, la corriente a temperatura ambiente para polarización directa, podrá expresarse como suma de dos términos, uno debido a la corriente de recombinación en la zona de transición o de barrera, cuyo exponente sería $qV/2KT$, más otro debido a la corriente de difusión y recombinación en la zona neutra, cuyo exponente sería qV/KT . Podrá ponerse por

tanto ([79],[80]):

$$I = A_1 \exp \left(\frac{qV}{2KT} \right) + A_2 \exp \left(\frac{qV}{KT} \right) \quad (6.1)$$

Tratemos de ajustar esta ecuación a una característica I-V a temperatura ambiente, por ejemplo a la del diodo Base-Colector del BD142 a 23°C.

Para: $V = 0,4$ volt.

$$1,8 \cdot 10^{-4} = A_1 \exp \left(\frac{38,6 \cdot 0,4}{2} \right) + A_2 \exp (38,6 \cdot 0,4)$$

para: $V = 0,3$ volt.

$$6,6 \cdot 10^{-6} = A_1 \exp \left(\frac{38,6 \cdot 0,3}{2} \right) + A_2 \exp (38,6 \cdot 0,3)$$

de aquí sale:

$$A_1 = 1,00442 \cdot 10^{-8}$$

$$A_2 = 3,10048 \cdot 10^{-11}$$

Si ahora con estos valores pretendemos calcular la corriente a 150 mV - por ejemplo:

$$I = 1,00442 \cdot 10^{-8} \exp \left(\frac{38,6 \cdot 0,15}{2} \right) + 3,10048 \cdot 10^{-11} \exp (38,6 \cdot 0,15)$$

$$= 1,9 \cdot 10^{-7} \text{ Amp.}$$

Cuando en la curva nos da $I = 1,2 \cdot 10^{-7}$ Amp.

Si se intenta ajustar a otros dos puntos diferentes se obtienen otros valores de A_1 y A_2 y tampoco se consigue con ello calcular los valores correctos de la corriente. Llegamos pues a la conclusión de la imposibilidad de un buen ajuste a la experiencia a base de una ecuación de la forma (6.1)

Habría que pensar entonces que la corriente se ajusta a una expresión de la forma:

$$I = I_s \exp \left(\frac{qV}{nKT} \right) \quad (6.2)$$

donde n , que estaría comprendida entre 1 y 2, será función del voltaje aplicado, tomando un valor en la Región I y otro en la Región II.

Pero veamos, en la misma unión tratada anteriormente, si esta ecuación, - que sí que se ajusta para la característica a temperatura ambiente, se ajusta también en la variación con la temperatura.

$$\text{Llamemos: } \frac{q}{nKT} = \alpha \quad (6.3)$$

Y de (6.3), dividiendo el valor que toma a la temperatura ambiente y a una temperatura T , se tiene:

$$\alpha_T = \alpha_{T_{amb}} \cdot \frac{T_{amb}}{T} \quad (6.4)$$

A temperatura ambiente de $296^\circ K$, $\alpha_{amb_{II}} = 32,8$ en la recta de la Región II (Tabla nº 14).

Según esto a $130^{\circ}\text{C} = 403^{\circ}\text{K}$, α debería valer $\alpha = 32,8 \frac{296}{403} = 24,09$. Sin embargo, como puede verse en la Tabla 12, $\alpha_{II} = 27,7$ para esta temperatura. Es igual para con todos los otros diodos.

De aquí se deduce que la ecuación $I = I_s \exp (qV/nKT)$ no se puede ajustar a la variación en temperatura de la característica I-V.

Para el caso del Germanio, que a temperatura ambiente puede considerarse que se comporta como $I = I_s \exp (\frac{qV}{KT})$, puede verse, según el resultado de la Tabla 12, que no se comporta según esta ley en temperatura, ya que α_{II} y T deberían ser inversamente proporcionales, como indica (6.4), y, sin embargo, α_{II} varía mucho más lentamente que la inversa de T.

En el AsGa, como también puede verse en la Tabla 12, tampoco varía la pendiente α_I como cabría esperar según la ley de la variación de T.

VI.5. ANALISIS DE LAS CARACTERISTICAS I-V SEGUN EL MODELO PROPUESTO.

VI.5.1. Estudio cualitativo

VI.5.1.1. Análisis a temperatura ambiente

Las características I-V tienen, como ya se ha visto en VI.4, tres Regiones diferentes: Región I, Región II y Región III. Veamos cual es la interpretación cualitativa de estas tres regiones según el modelo propuesto para temperatura ambiente (después se hará el estudio en temperatura) y para

el Silicio, que irá seguido del estudio para el Germanio y para el Arseniuro de Galio.

En la Fig. 6.16. [81] puede verse la temperatura de los electrones calientes en función del campo para el caso del Si. En realidad se da v_d (velocidad debida a la energía cinética, pero esta es proporcional a la temperatura). Puede observarse que para campos próximos a 10^4 V/cm, que llamaremos campo crítico E_c , los electrones ya están calientes a una temperatura T_0 (temperatura máxima de los electrones) y, aunque se siga aumentando el campo por encima del campo crítico E_c , ya no aumenta la temperatura de los electrones.

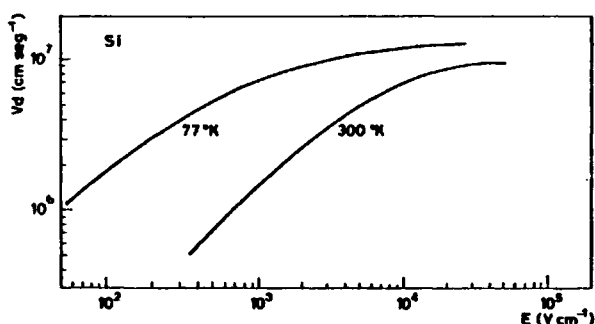


Fig.: 6.16. Temperatura de los electrones calientes (o v_d que es equivalente) en función del campo para el Si.

Para el caso del Si a temperatura ambiente y en ausencia de polarización, el campo interno es superior al campo crítico E_c , por lo que la mayoría de los electrones están a la temperatura máxima de los

electrones T_0 . Si polarizamos con tensión creciente V , iremos disminuyendo el campo; pero, mientras estemos por encima de E_c , la temperatura de los electrones seguirá siendo T_0 que nos dará una temperatura media con la temperatura de la red igual a $\bar{\theta}_I$. Podremos pues denominar a la Región I - como "Región de electrones calientes".

Si seguimos aumentando el potencial seguirá disminuyendo el campo hasta que llegará a caer por debajo del campo crítico E_c . Como puede verse - en la Fig. 6.16, la temperatura de los electrones cae muy rápida. Sin - embargo, la temperatura de los electrones no puede caer por debajo de - la temperatura ambiente en este caso o, en general de la temperatura a la que se encuentra la red. La temperatura media de esta región $\bar{\theta}_{II}$ - vendrá pues regida por la temperatura de los electrones de la red y, por eso, a la Región II la denominaremos "Región de temperatura de la red".

Si a continuación seguimos aumentando la tensión aplicada V , llegará - prácticamente a desaparecer la barrera de potencial y la corriente estará gobernada por la resistencia del circuito. Así tendremos, por lo tanto, la Región III o "Región resistiva".

Tratemos de explicar el comportamiento de la característica I-V a la - temperatura ambiente para el caso del Germanio. (Ver Fig. 6.17 [74]). Como se sabe, en el caso del Germanio las barreras son más pequeñas (del orden de 0,2-0,3V). Lo mismo pasa con los campos internos que, ya para tensión aplicada nula, están por debajo del campo crítico E_c . Esto nos dice que los electrones están a la temperatura de la red y, por lo tanto, no hay, a temperatura ambiente, Región I y empieza la característica en -

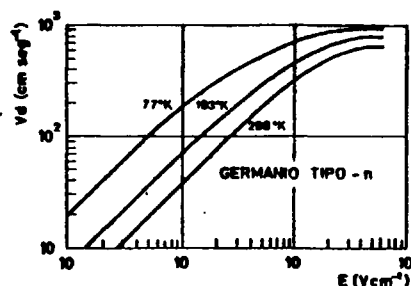


Fig.: 6.17. Temperatura de los electrones calientes (o v_d que es equivalente) en función del campo para el Ge.

la Región II o región de la temperatura de la red. Además la $\bar{\theta}_{II} \sim T_{red}$ y $T_{red} = T_{ambiente}$ en este caso. Luego $\exp(qV/K\bar{\theta}_{II}) \sim \exp(qV/KT)$ por lo que la n del modelo clásico está próxima a la unidad. Al aumentar la V desaparece enseguida la barrera y aparece la Región resistiva.

Veamos el comportamiento de la característica I-V a temperatura ambiente en el caso del Arseniuro de Galio. En el AsGa el campo interno, en ausencia de polarización, está muy por encima del valor en el Silicio. Esto implica que habrá mucho más tramo de tensiones aplicadas V hasta llegar al campo crítico o, lo que es lo mismo, habrá una Región I o Región de electrones calientes durante un margen muy amplio de tensiones. Existe además, como puede verse en la Fig. 6.18 [82], una zona del campo, en la parte baja de este, para la que los electrones calientes tienen un fuerte pico. En este pico los electrones están mucho más calientes y va a predominar su efecto sobre el resto de las temperaturas. Por ello, el valor de $\bar{\theta}$ va a ser superior al de los otros casos (Si y Ge). Y este pico se dejará notar hasta que el valor del campo sea inferior a la zona del pico, es decir hasta campos muy bajos o, lo que es lo mismo, hasta V muy altos.

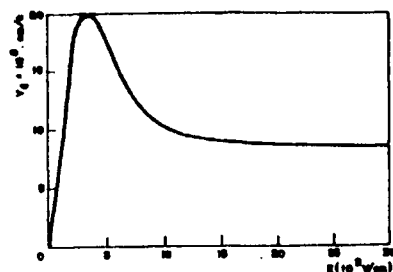


Fig.: 6.18. Temperatura de los electrones calientes (o v_d que es equivalente) en función del campo para el AsGa.

Luego, para temperatura ambiente, la $\bar{\theta}$ en función de V vendrá dada para el Ge, Si, y AsGa por la Fig. 6.19. La bajada de $\bar{\theta}_I$ a $\bar{\theta}_{II}$ puede ser más o menos pronunciada según diversas causas. La primera, ya apuntada, es según caiga la temperatura con el campo por debajo de E_c . Pero este comportamiento es siempre el mismo para cada material y, sin embargo, en el Si por ejemplo, se pueden observar codos más o menos pronunciados de paso de $\bar{\theta}_I$ a $\bar{\theta}_{II}$. Esto puede explicarse por la abrupticidad de la unión. En una unión muy abrupta solo tendrá lugar el efecto debido al campo. Si la unión es gradual se añadirá el hecho de tener cada vez menos concentraciones en la zona de barrera con lo que el cambio de $\bar{\theta}_I$ a $\bar{\theta}_{II}$ será más brusco. Se llega pues a la conclusión de -- que con tecnologías abruptas (uniones poco profundas) se pasa más suavemente de una región a otra mientras que con tecnologías graduadas (uniones profundas) el paso es mucho más brusco. Esto es algo que se ha podido comprobar comparando muchos diodos realizados con pequeñas profundidades de difusión y los del comercio de uniones profundas. A tempera-

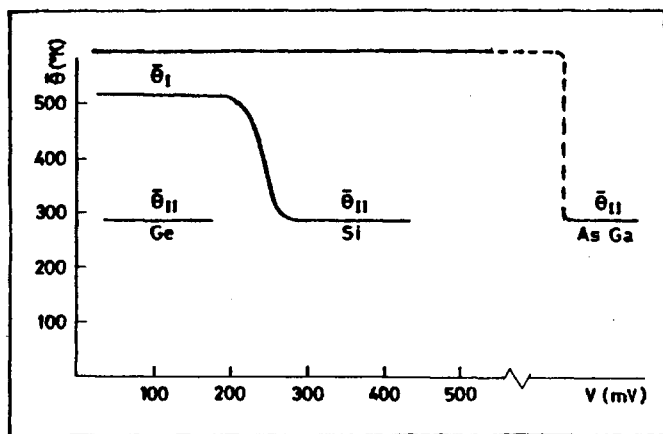


Fig.: 6.19. Variación ideal de la temperatura media $\bar{\theta}$ en función del voltaje aplicado y a temperatura constante (ambiente de 20°C) para el Ge, Si y AsGa.

tura ambiente, como puede verse en efecto en la Fig. 6.19, el cambio de $\bar{\theta}_I$ a $\bar{\theta}_{II}$ se hace de 200 a 300 mV en el caso del Silicio, a fuerte tensión (del orden de 1,2 V) en el AsGa y no se detecta, por estar ya en la Región II, en el Germanio.

El comportamiento que se acaba de describir es el ideal. El comportamiento real de $\bar{\theta} = \bar{\theta}(V)$ se abordará en el estudio cuantitativo.

En cuanto a la parte inversa de la característica I-V, cabe señalar que, como puede observarse en la Fig. 6.20 donde se da la característica inversa del diodo E-9-36, cuando se ha minimizado realmente la corriente de fugas, la corriente llega prácticamente a saturarse también en el Silicio.

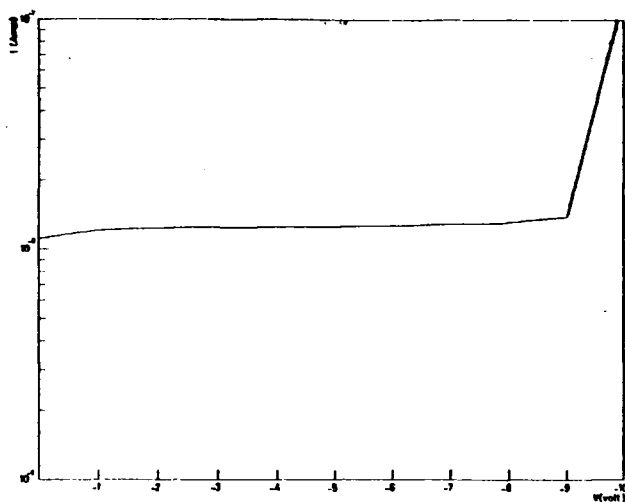


Fig.: 6.20. Representación remilogarítmica de la característica inversa I-V del diodo E-9-36.

Por otra parte, en los diodos de realización propia la ruptura inversa se da a pequeños voltajes (de 8 a 9 voltios en el E-9-39, según la figura anterior). Esto es lógico ya que, debido a ser una unión muy poco profunda, el diodo lateral tiene una gran curvatura [83]. Por el contrario, en los diodos comerciales profundos se tiene un valor muy alto de la tensión de ruptura, cosa natural teniendo en cuenta la poca curvatura del diodo lateral.

VI.5.1.2. Análisis en temperatura

El comportamiento cualitativo de las características I-V del Ge, Si y -AsGa para diferentes temperaturas puede explicarse perfectamente tenien

do en cuenta la Fig. 6.21 tomada de [84] que da $v_d = f(E, T)$ para el Si, pero cuya variación con T es similar en Ge y AsGa. Como se ve en esta figura, a medida que se disminuye la temperatura de la red disminuye el campo crítico E_c , por lo que será necesario menos campo para tener electrones calientes y si ya los había para que aumente su efecto. Esta es la causa por la que en el Ge a bajas temperaturas también puede observarse la Región I y en el Si y AsGa, donde ya existía esta región a temperatura ambiente, aparezca durante un mayor tramo de tensiones aplicadas

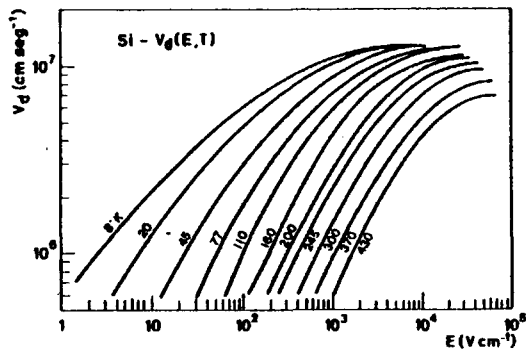


Fig.: 6.21. Temperatura de los electrones calientes (o v_d que es equivalente) en función del campo y de la temperatura de la red cristalina para el Si.

Por el contrario, al aumentar la temperatura de la red puede verse que aumenta el campo crítico, es decir, será necesario un mayor campo para conseguir electrones calientes. Por eso en el Si y AsGa, que era donde teníamos Región I a temperatura ambiente, se podrá observar cómo esta se

hace cada vez menor, llegando a desaparecer en muchos casos para el Si, a medida que se va aumentando la temperatura.

VI.5.2. Estudio cuantitativo

Veamos ahora la forma de hacer un estudio cuantitativo de la variación de las características I-V en régimen estático con la temperatura.

En VI.4. se indicó que una ecuación de la forma $I = I_s \exp (qV/nKT)$, donde n es variable con el voltaje aplicado, puede ajustar la característica I-V a temperatura ambiente, pero no es válida para explicar la variación de dicha característica con la temperatura.

En V.3. se llega a la conclusión de que la corriente, cuando se tiene en cuenta el efecto del campo interno existente en la unión, y por lo tanto la existencia de electrones calientes, viene dada por $I = I_s \exp (qV/K\bar{\theta})$ (vease ecuación (5.58) para $V = \text{varios } KT$) donde $\bar{\theta}$ varía también con la temperatura de la red además de con el voltaje aplicado. Con esta ecuación podrá explicarse el comportamiento de las características en temperatura.

Van a estudiarse, por lo tanto, las curvas $\bar{\theta} = \bar{\theta}(T_{\text{red}})$ para $V = C^{\text{te}}$ y $\bar{\theta} = \bar{\theta}(V)$ para $T_{\text{red}} = C^{\text{te}}$.

Las Tablas 12 y 14 daban los valores obtenidos en las regiones I y II para los coeficientes α de la exponencial $I = I_s \exp (\alpha V)$ en función de la temperatura y que en representación semilogarítmica vienen dados por las pendientes de los tramos rectos de dichas regiones. A partir de di

[illegible][illegible]

chas Tablas se calculan los valores de $\bar{\theta}_I$ y $\bar{\theta}_{II}$ teniendo en cuenta que:

$$\alpha = \frac{q}{K\bar{\theta}} \quad (6.5)$$

y los resultados se dan en las Tablas 15 y 16 para los diodos comerciales y de realización propia respectivamente.

VI.5.2.1. $\bar{\theta} = \bar{\theta}(T_{red})$ para $v = c^{te}$

Seguidamente, ver Figs. 6.22 y 6.23, se representan los valores de $\bar{\theta}_I$ y $\bar{\theta}_{II}$ en función de la temperatura de la red, en la primera de las figuras para los diodos comerciales y en la segunda para los de realización

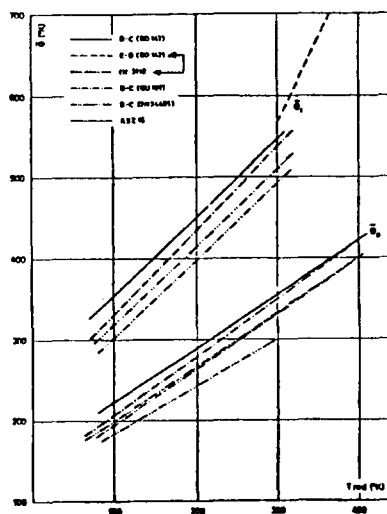


Fig.: 6.22. Representación de los valores de la temperatura media en las Regiones I y II, $\bar{\theta}_I$ y $\bar{\theta}_{II}$, en función de la temperatura de la red T_{red} (en diodos comerciales).

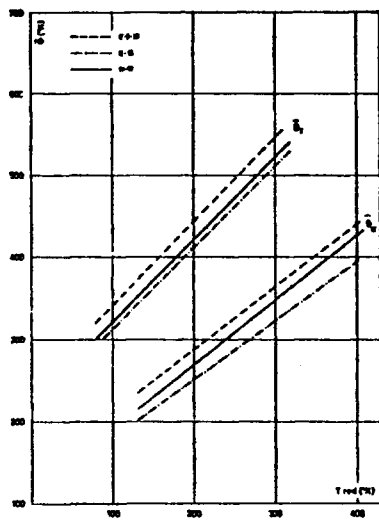


Fig.: 6.23. Representación de los valores de la temperatura media en las Regiones I y II, $\bar{\theta}_I$ y $\bar{\theta}_{II}$, en función de la temperatura de la red T_{red} (en diodos de realización propia).

propia. Tanto en un caso como en otro se obtiene una recta, de acuerdo con lo expuesto en la toería (ver V.3.2.1.2. donde la variación de $\bar{\theta}$ con T_{red} es siempre lineal).

En ambos caso, y como es natural, la $\bar{\theta}$ se mantiene siempre por encima de la temperatura de la red.

Se supone igualmente que la $\bar{\theta}$, al ser una temperatura media, se mantiene siempre por debajo de la T_o , temperatura máxima de los electrones calientes.

En los tres gráficos de la Fig. 6.24 se visualiza lo que se acaba de decir. En el primero de ellos se ve que los valores de $\bar{\theta}$ tienen que es-

tar en la zona rayada horizontalmente, pues son los que cumplen que $\bar{\theta} > T_{red}$. El segundo gráfico indica que los valores de $\bar{\theta}$ tienen que estar en la zona rayada verticalmente, ya que en ella $\bar{\theta} < T_o$. El tercer gráfico da los valores permitidos para $\bar{\theta}$ y es la zona resultante de la intersección de los dos gráficos anteriores.

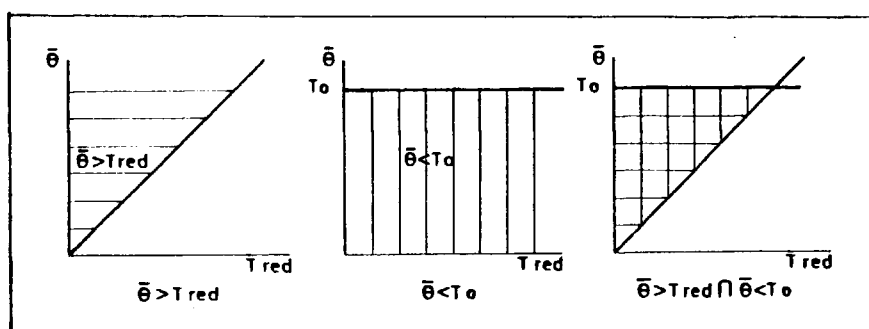


Fig.: 6.24. Valores permitidos de la temperatura media $\bar{\theta}$.

En las Figs. 6.22 y 6.23 pueden observarse dos conjuntos de rectas, las $\bar{\theta}_I = f(T)$ y las $\bar{\theta}_{II} = f(T)$.

Las rectas $\bar{\theta}_I = f(T)$, que dan la variación de la temperatura media de la Región I con la temperatura, al tener electrones calientes, tienen una temperatura media alta. Sin embargo, $\bar{\theta}_I$ no podrá pasar del valor de T_o y así vemos que todas las rectas de los dispositivos de Silicio llegan aproximadamente hasta una misma $\bar{\theta}_I$ que es del orden de la temperatura de los electrones calientes del Silicio que según [81] vale 550°K .

En la Fig. 6.22. puede verse que el As Ga presenta una recta anómala - con valores de $\bar{\theta}$ superiores a 550°K tal como ya se había predicho.

Las rectas $\bar{\theta}_{II} = f(T)$, que dan la variación de la temperatura media - de la Región II con la temperatura de la red, al no tener prácticamente electrones calientes, tendrán valores bajos de la temperatura media. La temperatura media, que estará próxima a la temperatura de la red, se irá acercando cada vez más a ella, pero no podrá pasarla y, por eso, las rectas terminan en ese límite.

DIODO	$P_{\bar{\theta}_I}$	$P_{\bar{\theta}_{II}}$	$P_{\bar{\theta}_I} / P_{\bar{\theta}_{II}}$
B-C(BD142)	0,97	0,67	1,45
E-B(BD142)	0,96	0,65	1,48
B-C(BU109)	1,04	0,71	1,47
B-C(2N34405)	0,96	0,65	1,48
1N3118	2,01	-	-
B-C(ASZ16)	-	0,60	-
N-12	1,05	0,73	1,44
E-16	1,03	0,71	1,45
E-1-10	1,05	0,73	1,43

TABLA N° 17

Las $\bar{\theta}_I$ y $\bar{\theta}_{II}$ de las Regiones I y II varían con la temperatura según rectas con pendientes que denominaremos $P_{\bar{\theta}_I}$ y $P_{\bar{\theta}_{II}}$ respectivamente, muy próximas entre sí en cada una de las regiones. En la Tabla 17 puede verse que $P_{\bar{\theta}_I}$ tiene un valor muy próximo a 1 y $P_{\bar{\theta}_{II}}$ próximo a 0,66. De ello resulta que puede darse una fórmula empírica para la determinación de $\bar{\theta}_I$ y $\bar{\theta}_{II}$ en función de la temperatura de la forma:

$$\bar{\theta}_I = 1T + \bar{\theta}_I^\circ \quad (6.6)$$

$$\bar{\theta}_{II} = 0,66T + \bar{\theta}_{II}^\circ \quad (6.7)$$

donde $\bar{\theta}_I^\circ$ y $\bar{\theta}_{II}^\circ$ serían función de la tecnología y, por tanto, algo diferente de unos diodos a otros.

En el estudio teórico de este tema, realizado en V.3.2.1.2, se vió que, en efecto, podía darse un modelo simplificado en el que la temperatura media $\bar{\theta}$ en función de la temperatura de la red, T_{red} , para un determinado voltaje aplicado, venía dada por una relación lineal de la forma:

$$\bar{\theta} = \theta_o + \lambda T \quad (6.8)$$

donde λ es ahora $P_{\bar{\theta}_I}$ y $P_{\bar{\theta}_{II}}$ en las regiones I y II respectivamente.

Por otra parte, y como también se indica en la Tabla 17, se ha calculado el cociente $P_{\bar{\theta}_I} / P_{\bar{\theta}_{II}}$ llegando a que:

$$\frac{P_{\bar{\theta}_I}}{P_{\bar{\theta}_{II}}} \approx \text{cte} \quad (6.9)$$

Estos resultados se han obtenido aun para el caso de utilizar tecnologías muy diversas de fabricación y tipos diferentes de diodos (de difusiones largas en los comerciales y cortas en los de realización propia). Por lo tanto, puede asegurarse que (6.9) es una ley de comportamiento de las características I-V en régimen estático en su variación con la temperatura.

VI.5.2.2. $\bar{\theta} = \bar{\theta}(V)$ para $T_{\text{red}} = C^{\text{te}} = T_{\text{amb}}$.

En la Fig. 6.25 puede verse la representación de la temperatura media - en función del voltaje aplicado a temperatura ambiente para un diodo de Si (B-C de BD142), otro de Ge (ASZ16) y un último de AsGa (IN3118). Estas curvas son muy semejantes a las ideales vistas en la Fig. 6.19, cuando se estudió el comportamiento cualitativo.

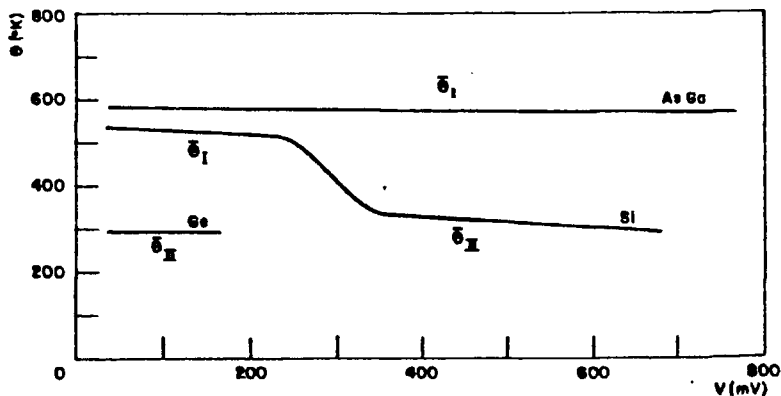


Fig.: 6.25. Variación de la temperatura media $\bar{\theta}$ en función del voltaje aplicado (a temperatura ambiente de 20°C) para los diodos (B-C(BD142)) de Si, (ASZ16) de Ge y (IN3118) de AsGa.

Dado que estamos a temperatura ambiente y, por lo tanto, $\bar{\theta} = nT$, se podrá sacar de las anteriores curvas experimentales $n = n(V)$ y hacer una representación semilogarítmica de las características directas I-V. Haciendolo de nuevo para las uniones B-C del BD142 (de Si), B-C del ASZ16 (de Ge) y IN3118 (de AsGa), se obtiene el resultado que muestra la Fig. 6.27 y que no son más que las curvas a temperatura ambiente dadas por las figuras: Fig. 6.2.(a), Fig. 6.5.(a) y Fig. 6.6.(a). En las Fig. 5.10 y Fig. 5.15 se hizo esta misma representación para dos ejemplos teóricos (uno para el caso abrupto y otro linealmente graduado) y solo para el Silicio. Comparando las figuras se puede apreciar que los casos teóricos corresponden a posibles casos reales.

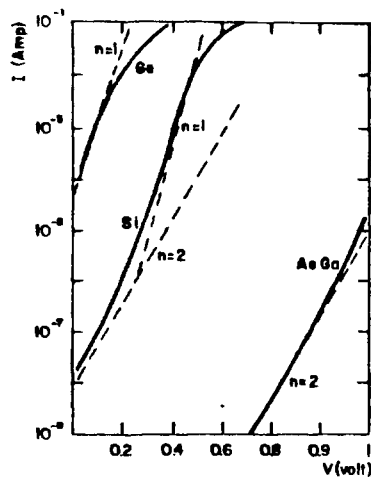


Fig.: 6.26. Representación semilogarítmica de las características I-V a temperatura ambiente para un diodo de Si otro de Ge y otro de AsGa.

7. PRINCIPALES APORTACIONES Y CONCLUSIONES

- 1.- Se ha realizado una extensa revisión bibliográfica sobre los diferentes dispositivos semiconductores en volumen, sus diferentes modelizaciones físicas y los diversos métodos de caracterización y realización de los mismos.
- 2.- Se ha realizado toda una puesta a punto del equipo experimental de que dispone el Departamento de Microelectrónica del Instituto de Electrónica de Comunicaciones, tanto para la elaboración de dispositivos, como para su caracterización mecánica y eléctrica.
- 3.- Utilizando el anterior equipo, se han realizado y caracterizado diodos con diversas fuentes dopantes, temperaturas y tiempos de difusión, minimizándose la corriente de fugas.
- 4.- Teniendo en cuenta la posible existencia de electrones calientes, se llega a las ecuaciones matemáticas que rigen el comportamiento de las características estáticas I-V cuando en la unión p-n existen zonas de altos campos.
- 5.- Se introduce el concepto de temperatura media en la unión p-n, que dependerá de la tensión aplicada a la unión y de la temperatura de la red cristalina. Después de ver una forma general de cálculo de la temperatura media, se introducen modelos simplificados de cálculo que facilitan y hacen más intuitivo el proceso.

- 6.- Se analizan las características I-V en régimen estático para temperatura ambiente, en los diodos comerciales y de realización propia, según el modelo de Shockley generalizado. Se llega a la conclusión de que con dicho modelo es imposible que la corriente venga dada como suma de dos exponenciales, una de la forma $\exp(qV/KT)$ y otra $\exp(qV/2KT)$.
- 7.- Se analizan las características I-V en régimen estático para diversas temperaturas, en los diodos comerciales y de realización propia, según el modelo de Shockley. Se observa que con dicho modelo no es posible explicar el comportamiento con la temperatura de las características I-V en polarización directa, teniendo solo en cuenta una exponencial de la forma $\exp(qV/nKT)$ con $1 \leq n \leq 2$ y donde n dependa solo del voltaje aplicado.
- 8.- Basándose en la teoría de los electrones calientes, se hace un análisis cualitativo de las características I-V en régimen estático según el modelo propuesto por nosotros, tanto a temperatura ambiente como con la dependencia de dichas características con la temperatura, obteniéndose una explicación satisfactoria de dichas características.
- 9.- Se obtienen las $\bar{\theta}$ (temperaturas medias) en función de la temperatura de la red llegándose a que están relacionadas según una ley lineal de la forma.

$$\bar{\theta} = \bar{\theta}^0 + \lambda T$$

que está de acuerdo con el modelo propuesto.

- 10.- Se observa que el cociente $P_{\bar{\theta}_I} / P_{\bar{\theta}_{II}}$ entre las pendientes de las rectas que representan la $\bar{\theta}$ en función de la temperatura de la red - - cristalina para las regiones I y II, es aproximadamente constante - en todos los diodos caracterizados, tanto para los de fabricación - propia como para los del comercio, que fueron elegidos con diversas tecnologías de fabricación.

ANEXO I

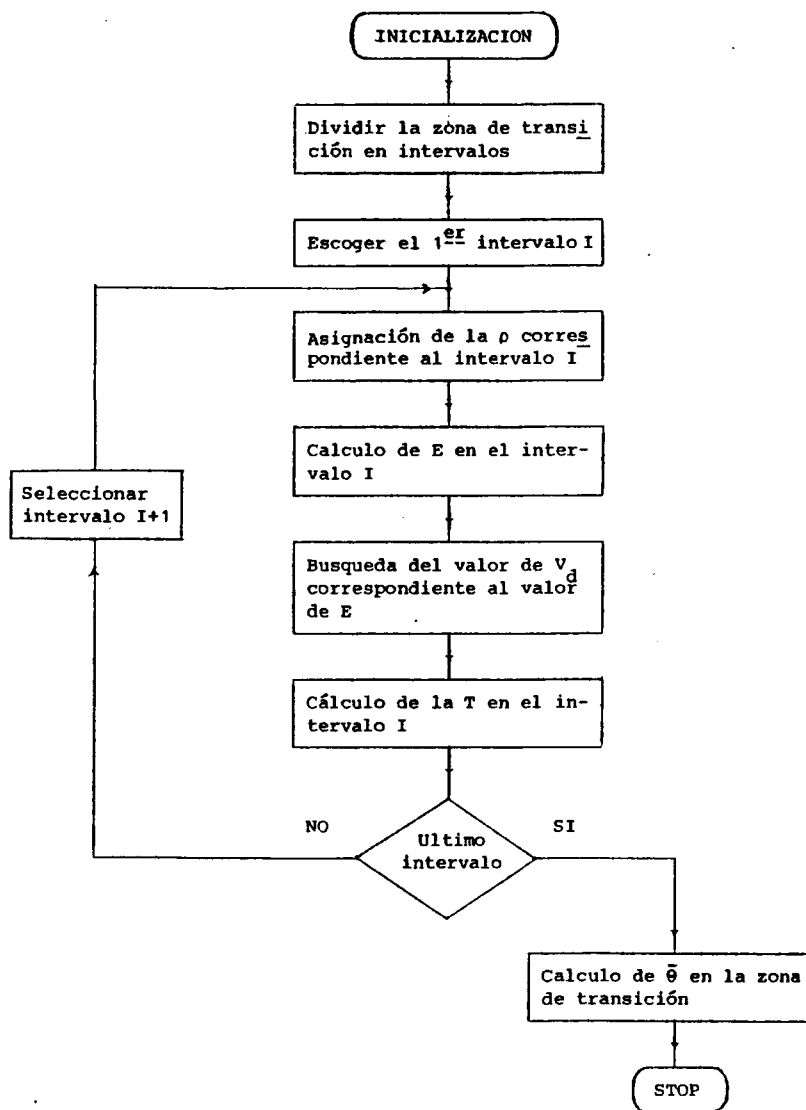
En la página siguiente puede verse el diagrama de flujo para un programa de cálculo de la temperatura media $\bar{\theta}$.

Las ρ que pueden ser asignadas en el bloque correspondiente son ρ : Cte, ρ : líneal, ρ : erfc, ρ = gaussiana o una tabla de valores experimentales, bien entendido que cada uno de estos casos es para toda la zona de transición.

El cálculo de E no ofrece ninguna dificultad dado que, si el intervalo se ha cogido suficientemente pequeño, cosa que siempre puede hacerse, - la integral queda convertida en el área de un rectángulo.

Para el cálculo de V_d en función de E caben dos posibilidades. La primera sería acudir a los resultados experimentales que darían directamente, sacados de la experiencia, la V_d correspondiente a cada E. La segunda sería aproximar la curva que relaciona V_d y E por tres tramos, tal como se vió en la teoría en V.2.2., con V_d proporcionales a E, $E^{1/2}$ y E^0 respectivamente, y para cada intervalo considerar el caso correspondiente.

La T de cada intervalo se calcula de V_d según (5.63).



Por último la $\bar{\theta}$ se calcula por:

$$\bar{\theta} = \frac{1}{W} \sum_i T_i \Delta_i x$$

donde $\Delta_i x$ es la anchura del i ésimo intervalo, T_i su temperatura y W la anchura total de la zona de transición.

ANEXO II

Si se considera una unión típica de Silicio con $T_o=550^\circ\text{K}$; $T_{\text{red}} = 293^\circ\text{K}$.

$\phi_B = 0,6\text{V}$; $W = 1 \cdot 10^{-4}\text{cm}$ y $E_C = 5 \cdot 10^3\text{ V/cm}$.

Como $W_a = W \sqrt{\phi_B - V_a} / \sqrt{\phi_B}$, como se vió en (5.72) y $E_{Ma} = 2(\phi_B - V_a) / W_a$, - como se deduce de (5.71), puede formarse el siguiente cuadro.

V_a (volt)	$\phi_B - V_a$ (volt)	W_a (cm)	E_{Ma} (V/cm)	$\bar{\theta}_i$ (°K)	n_i	$\bar{\theta}_{ii}$ (°K)	n_{ii}
0	0,6	$1 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^4$	496,5	1,69	442,9	1,51
0,1	0,5	$0,91 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^4$	491,6	1,68	433,1	1,48
0,2	0,4	$0,82 \cdot 10^{-4}$	$0,98 \cdot 10^4$	484,4	1,65	418,9	1,43
0,3	0,3	$0,71 \cdot 10^{-4}$	$0,85 \cdot 10^4$	473,6	1,61	398,8	1,36
0,4	0,2	$0,58 \cdot 10^{-4}$	$0,69 \cdot 10^4$	456,9	1,56	363,7	1,24
0,5	0,1	$0,41 \cdot 10^{-4}$	$0,49 \cdot 10^4$	418	1,42	293	1

donde se han realizado los cálculos para los dos casos vistos, i) para

$T_{\text{int}} = (T_o + T_{\text{red}})/2$ y ii) para $T_{\text{int}} = T_{\text{red}}$.

Estos resultados quedan reflejados en la Fig. 5.10.

ANEXO III

Consideremos una unión típica cuyos valores ahora sean $T_o = 560^\circ\text{K}$ - -
 $T_{\text{red}} = 293^\circ\text{K}$; $\phi_B = 0,6\text{W}$; $W = 0,9 \cdot 10^{-4}\text{cm}$; $E_c = 5 \cdot 10^3\text{V/cm}$.

Para unión linealmente graduada $w_a = W \sqrt[3]{\phi_B - V_a} / \sqrt[3]{\phi_B}$, como se vió en (5.90) y $E_{Ma} = (3/2) (\phi_B - V_a) / w_a$, como se deduce de (6.89). Con estas fórmulas se puede hacer el siguiente cuadro.

V_a (volt)	$\phi_B - V_a$ (volt)	w_a (cm)	E_{Ma} (V/cm)	$\bar{\theta}_i$ (°K)	n_i	$\bar{\theta}_{ii}$ (°K)	n_{ii}
0	0,6	$1,2 \cdot 10^{-4}$	10^4V/cm	493	1,68	426,5	1,45
0,1	0,5	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$9,1 \cdot 10^4$	487	1,66	413,8	1,41
0,2	0,4	$0,97 \cdot 10^{-4}$	$8,2 \cdot 10^4$	479	1,63	397	1,35
0,3	0,3	$0,85 \cdot 10^{-4}$	$0,7 \cdot 10^4$	465	1,59	370	1,26
0,4	0,2	$0,69 \cdot 10^{-4}$	$0,57 \cdot 10^4$	442	1,51	325	1
0,5	0,1	$0,49 \cdot 10^{-4}$	$0,41 \cdot 10^4$	401	1,37	293	1

donde de nuevo ha vuelto a calcularse la $\bar{\theta}$ para el caso

i) $T_{\text{int}} = (T_o + T_{\text{red}})/2$ y ii) $T_{\text{int}} = T_{\text{red}}$.

Estos resultados se reflejan en la Fig. 5.15.

BIBLIOGRAFIA

- [1] W. Shockley: "The Theory of p-n junctions in semiconductors and p-n junction transistors". Bell Sys. Techn. J. vol 28, pp 435-489 July 1949.
- [2] B. Davydov: "The rectifying action of semiconductors", Tech. Phys (USSR), vol 5, pp 87-95; Febr. 1938.
- [3] A. H. Wilson: "A note on the theory of rectification", Proc. Roy Soc. vol 136, p 487; May 1932.
- [4] L. W. Nordheim: "Zur Theorie der Detector Wirkung". Zeits. Phys, vol 75, p. 434; April 1932.
- [5] L. Esaki: "A new phenomenon in narrow germanium p-n junctions" Phys. Rev. vol. 109, pp 603-604; January 1958.
- [6] N. E. Mott: "The Theory of crystal rectifiers", Proc Roy soc. vol A171, p. 27; May 1939.
- [7] W. Schottky and E. Spenke: "Zur Quantitativen Durchföhrung der Raumladung und Randschichttheorie der Kristallgleichrichter". Wiss. Veroff. Siemenswerke, vol 18 p. 225; October 1939.
- [8] H. C. Torrey and C. A. Whitmer: "Crystal Rectifiers", Mc Graw-Hill Book Co. Inc, New York, N. Y., pp. 78-79; 1948.

- [9] F. S. Goucher, G.L. Pearson. M. Sparks, G.K. Teal, and W. Shockley
"Theory and experiment for a germanium p-n junction" Phys. Rev. -
vol 81, pp 637-638, February 1951.
- [10] C.T. Sah, R.N. Noyce and W. Shockley: "Carrier generation and re
combination in p-n junction characteristics". Proc. IRE, vol 45,
pp 1228-1243; September 1957.
- [11] K.6 Mc. Kay and K.B. McAfee, "Electron Multiplication in Silicon
and Germanium". Phys. Rev. vol 91, p 1079; September 1953.
- [12] K.6 Mc.Kay: "Avalanche breakdown in Silicon" Phys Rev, vol 94, -
pp 877-884; May 1954.
- [13] S. Miller: "Avalanche breakdown in Germanium", Phys Rev, vol 99
pp 1234-1241; August 1954.
- [14] A.6 Chynoweth and K.6 McKay, "Internal field emission in Silicon
p-n junctions" Phys Rev. vol 106, pp 418-426; May 1957.
- [15] M. Cutter and H.M. Bath, "Surface Leakage current in Silicon -
fused junction diodes", Proc. IRE, vol 45, pp 39-43; January
1957.
- [16] W.T. Eriksen, H. Statz, and G.A. De Mars, "Excess Surface current
on Germanium and Silicon diodes". J.Appl. Phys, vol 28, pp 133-
139; January 1957.

- [17] H. Kleinknecht and K. Seiler, "Einkristalle und ph" pp 599-618; December 1957.
- [18] E.M. Pell and G.M. Roe, "Reverse current and carrier lifetime as a function of temperature in Germanium junction diodes", J. Appl. Phys, vol 26, pp 658-665; June 1955.
- [19] H.S. Veloric and M.B. Prince, "High voltage conductivity-modulated Silicon rectifier, "Bell Sys. Tech J., vol 36, pp 975-1004; July 1957.
- [20] W. Shockley and W.T. Read Jr. "Statistics of the recombinations of holes and electrons", Phys. Rev. vol 87 pp. 835-842; September 1953.
- [21] W.M. Webster; "On the variation of junction-transistor current-amplification factor with emitter current". Proc IRE, vol 42, pp 914-920; June 1954.
- [22] E.S. Rittner, "Extension of the theory of the junction transistor", Phys. Rev. vol 94, pp 1161-1171; June 1954.
- [23] R.N. Hall, "Power rectifiers and transistor", Proc. IRE, vol 40, pp 1512-1519; November 1952.
- [24] D.A. Kleinman, "The forward characteristic of the PIN diode", - Bell Syst. J. vol 35, pp 685-706; May 1956.

- [25] J.S. Saby, "Junction Rectifier Theory", Proc Rugby Conference, Rugby, Eng.; 1956.
- [26] J.J. Sparkes: "A reappraisal of certain aspects of transistor theory", J. Electronics and Control, vol 16, pp 153-168. 1964.
- [27] M.A. Meleby: "Generalized field theory of forward conduction in p-n homojunctions and heterojunctions". Proc. Nat. Electronics Conf. vol 23, pp 347-352. 1967.
- [28] A.B. G6ral: "On the principles of a new non Shockleyan theory of semiconductor devices. Part III of p-n, junctions" Elektronika, vol 16, pp 127-132. 1975.
- [29] A.B. G6ral: "A reappraisal of Certain General Principles Underlying the theory of Semiconductor Devices". Bull. Acad. Polonaise des Sciences, vol XXIV, n°9, pp 53-59. 1976.
- [30] D.P. Kennedy: "The Potencial and Electric Field at the Metallurgical Boundary of an Abrup p-n Semiconductor Junction". IEEE Trans. on Electr. Devices, vol ED-22, n°11, November 1975.
- [31] J.A. Hoerni: "Planar Silicon Transistors and Diodes", I.R.E. Electron Devices Meeting, Washinton, D.C. 1960.
- [32] G.K. Teal, M. Sparks and E. Buehler: "Growth of Germanium Single Crystals Containing P-N Junctions". Phys. Rev. vol 81, p 637. 1951.

- [33] R.N. Hall and W.C. Dunlap: "P-N Junctions Prepared by Impurity - Diffusion". Phys. Rev. vol 80, p 467. 1950.
- [34] M. Tanenbaum and D.E. Thomas: "Diffused Emitter and Base Silicon Transistors". Bell System Tech. J. vol 35, p-1. 1953.
- [35] C.A. Lee: "A High Frequency Diffused Base Germanium Transistor", Bell Systems Tech. J. vol 35, p 23. 1956.
- [36] C.J. Frosch and L. Dervick: "Surface Protection and Selective Masking-During Diffusion in Silicon". J. Electrochem. Soc., vol 104, p 547. 1957.
- [37] Les techniques de diffusion, R.T.C., La Radiotechnique Compelec pp 218-220.
- [38] B.E. Deal and M. Skalar: "Thermal Oxidation of Heavily Doped Silicon", J. Electroch. Soc. vol 112, n°4, pp 430-435, April 1965.
- [39] D.L. Klein and D.J. D'stefan: "Controlled Etching of Silicon in the $\text{HF-NO}_3\text{H}$ System". J. Electrochemical Soc., vol 109, pp 37-42. 1962.
- [40] B.I. Boltaks: "Diffusion in Semiconductors", Academic Press. - 1963.

- [41] A.S. Grove: "Physics and technologic of semiconductor devices", pp 36-92 D. Wiley and Sons. 1967.
- [42] T.H. Yed and W. Armstrong: "Diffusion of Boron in Silicon", Electrochemical society spring 1961 meeting, Abstract n°69, Indianapolis.
- [43] "Les Techniques de difusion". R.T.C. La Radiotechnique-Compelec, pp 158-162.
- [44] M.C. Dutty, D.W. Foy and W.S. Armstrong: "Diborane for Boron, - Difusion into Silicon". Electrochemical Technologig, vol 1-2, pp 29-33, Jan-Feb. 1967.
- [45] M.S.R. Heynes: "Boron Diffusion into Silicon using Diborane" - Electroch. Technology, vol 1-2, pp 25-28, Jan-Feb. 1967.
- [46] P.A. Iles and B. Leibenhaut: "Diffusant Impurity-Concentration Profiles in thin Layers on Silicon", Solid-State Electronics, vol 5, pp 331-339, September 1962.
- [47] N. Goldsmith, J. Olmstead and J. Scott: "Boron Nitride as a Diffusion Source for Silicon", R.A.C. Review, pp 344-350, June 1967.
- [48] J.A. Becker: "Silicon Wafer Processing by application of spun-on doped and undoped silicon layer", Solid State Electronics, vol 17 pp. 87-94. 1974.

- [49] F.A. Trumbore: "Solid Solubilities of Impurity Elements in Germanium and Silicon", Bell System Tech. S. vol 39, p 205. 1960.
- [50] G. Backenstoss: "Evaluation of the Surface Concentration of Diffused Layers in Silicon", Bell System Techn. S., vol 37, pp 699-710, May 1958.
- [51] C. Irvin: "Resistivity of Bulk Silicon and of Diffused Layers in Silicon". Bell System Techn. S., vol 41, pp 387-410, March 1962.
- [52] "Les Techniques de diffusion". R.T.C. La Radiotechnique Compelec. Editem, pp 262-286.
- [53] L.B. Valdés: "Resistivity Measurements on Germanium for Transistors", Proc. I.R.E., vol 42, p 540. 1954.
- [54] B. Mac Donald and A. Goetzberger: "Measurement of the Depth. of Diffused Layers in Silicon by the Grooving Method". J. Electrochem. Soc., vol 109, pp 141-144, February 1962.
- [55] A. Pinchon: "Amelioration des mesures de profondeur de diffusion". Rapport R.T.C. n°3000.- 10 Aout 1966.
- [56] C.S. Fuller and S.A. Ditzenberger: "Diffusion of Donor and Acceptor Elements in Silicon" J. Appl. Phys., vol 27, pp 544-553, May 1956.

- [57] Bunsen y Linsey: "Thin Solid Film", vol 8, n°5, November 1971.
- [58] A. Manara: "Anodic Oxidation as sectioning technique for the analysis of impurity concentration profiles in Silicon", Thin Solid Films, p 359, vol 8, n°5, November 1971.
- [59] W. Jost: "Diffusion in solid, liquids, gases". Academic Press. 1960.
- [60] E. Dominguez, E. Lora-Tamayo y B. Blanchard and J. Bellanato: "Analytic Study of the Si-B Phase when B_2O_3 is Diffused in Si", J. Electrochemical Soc. vol 25, n°9, pp 1521-1524, September 1978.
- [61] Shnn-ichi Mackawa.- J.P.S.J., vol 17, n°10, p 1596. Oct. 1962.
- [62] K.H. Nicholas: "Studies of Anomalous Diffusion of Impurities in Silicon", Solid-State Electronics, vol 9, pp 35-47.
- [63] I.M. Mackintosh: "The Diffusion of Phosphorus in Silicon". J. Electrochem. Soc, vol 109, pp 392-401. May 1962.
- [64] Joel Monnier: "Simulation numerique de la Diffusion d'impuretes dans un semiconducteur". Tesis presentada en la Universidad Científica y Médica de Grenoble. 1972.

- [65] A.S. Grove: "Physics and Technology of semiconductor devices", Wiley and sons, p 132-9; 1967.
- [66] A. Vapaille: "Physique des dispositifs a semiconducterus", Masson et C^{1e} Editeurs, p 161, 1970.
- [67] G.L. Pearson and J. Bardeen: "Electrical Properties of Pure - Silicon and Silicon Alloys Containing Boron and Phosphorus", Physical Review, vol 75, p 865; 1949.
- [68] E.M. Conwell: "Properties of Silicon and Germanium", Proceeding of the IRE, vol 46, p 1281; 1958.
- [69] E.M. Conwell: "High Field Transport in Semiconductors", (Edited by F. Seitz and D. Lurnbull), Solid State Physics, Suppl, 9 Academic, New York; 1967.
- [70] R.A. Smith: "Semiconductors", Cambridge at the University Press, pp 156-164; 1961.
- [71] W. Shockley: "Hot electrons in Germanium", Bell Syst. Technology J., vol 30, p 990, October 1951.
- [72] J.B. Arthur, A.F. Gibson and J.W. Granville: J. Electron, vol 2, p 145; 1956.

- [73] J.L. Moll: "Physic of Semiconductors", p 208 (Mac Graw Hill); 1964.
- [74] E.J. Ryder: "Mobility of Holes and Electons in High Electric Field", Physical Review, vol 90, pp 766-69; June 1953.
- [75] J.B. Gunn: J.Electronic, vol 1, p 87; 1956.
- [76] G. Pastor y Col.: "Explicación de las características I-V en uniones p-n teniendo en cuenta los efectos del campo eléctrico interno". Simposio 17 de la Real Sociedad Española de Física y Química, Burgos, Octubre 1980.
- [77] S.M. Sze: "Physics of Semiconductor Devices". Wiley International Edition. Capitulo 3. 1969.
- [78] G. Pastor y Col.: "Características Corriente-Voltaje en Uniones - de Transistores de Comercio". Simposio 16 de la Real Sociedad Española de Física y Química, Madrid, Octubre 1978.
- [79] S.R. Dhariwal and G.P. Srivastava: "Current-Voltage Relation in - Silicon p-n sunctions". Solid-State Electronics, Vol 20, pp 474-475, 1977.
- [80] M.J. Buckingham: Comments on "Current-Voltage Relation in Silicon p-n Junctions". Solid-State Electronics, vol 22, pp 116-117, 1979.

- [81] C. Canali y Col: "Electron drift velocity in Silicon". Phys. Review B, vol 12, n°4, pp 2265-2284, 15 August 1975.
- [82] J.A. Copeland: "LSA Oscillator-Diode Theory", Journal of applied Physics, vol 38, n° 8, pp 3096-3101, July 1967.
- [83] H.L. Armstrong: "A theory of Voltage Breakdown of Cylindrical P-N Junctions, with Applications". IRE Trans. Electron Devices, vol E-D-4, p 15. 1957.
- [84] C. Jacoboni y Coll: "A Review of some Charge Transport Properties of Silicon". Solid State Electronics, vol 20, p 83. 1977.

15 de Diciembre de 1981

Jeanb. Pastor

